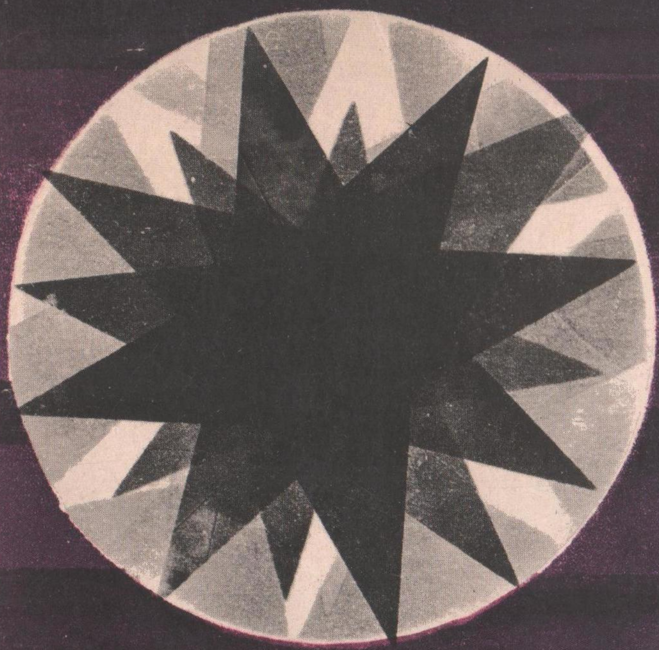


Sterrenkunde



Sterrenkunde 4

Sterrenkunde

IN VIER DELEN

samengesteld onder leiding van PROF. DR. C. DE JAGER

met medewerking van

PROF. DR. G. B. VAN ALBADA | DR. A. D. FOKKER JR.

DR. W. DE GRAAFF | DR. G. VAN HERK

DR. M. KUPERUS | PROF. DR. M. G. J. MINNAERT

IR. J. VAN NIEUWKOOP | PROF. DR. L. PLAUT

DR. E. RAIMOND | DR. J. J. RAIMOND JR. †

DRS. J. ROSENBERG | PROF. DR. A. H. WAPSTRA

DR. C. ZWAAN

WETENSCHAPPELIJKE UITGEVERIJ AMSTERDAM

Sterrenkunde

VIERDE DEEL

STERRENSTELSELS, IN HET BIJZONDER HET MELKWEGSTELSEL

INTERSTELLAIRE MATERIE

RÖNTGEN- EN GAMMA-ASTRONOMIE

KOSMISCHE STRALING

KOSMOLOGIE

1969 WETENSCHAPPELIJKE UITGEVERIJ AMSTERDAM

Dit werk is tot stand gekomen met steun van de Stichting Leids Kerkhoven–Bosscha Fonds ter bevordering van de sterrenkunde.

Typografie en omslag: Wim J. Koster.

Inhoudsopgave

I Sterrenstelsels, in het bijzonder het melkwegstelsel
Prof. dr. L. Plaut en *Drs. J. Rosenberg*

1.1 DE MELKWEG *13*

1.2 DE BEPALING VAN DE AFSTAND VAN DE STERREN EN VAN DE INTERSTELLAIRE MATERIE *17*
1.2.1 De afstand van de sterren *17*
1.2.2 De beweging van de zon ten opzichte van de sterren (de zonsbeweging) *18*
1.2.3 Statistische parallaxen *22*
1.2.4 Parallaxen uit de beweging van open sterrenhopen *23*
1.2.5 Fotometrische en spectroscopische parallaxen *23*
1.2.6 Parallaxen van veranderlijke sterren *24*
1.2.7 Afstandsbepalingen van de interstellaire materie *25*
1.2.8 Waarnemingen aan röntgenbronnen en pulsars *26*
a Röntgenbronnen b Pulsars

1.3 STERRENHOPEN *27*

1.4 DE ROTATIE VAN HET MELKWEGSTELSEL *31*
1.4.1 Uit de bewegingen van de sterren en sterrenhopen *31*
1.4.2 Rotatie uit de waarnemingen van de 21 cm-lijn *35*
1.4.3 Rotatiebepaling met behulp van een massamodel *36*

I.5 DE INTERSTELLAIRE MATERIE *36*

I.6 DE RUIMTELIJKE VERSPREIDING VAN DE STERREN *39*
I.6.1 De statistische methode *39*
I.6.2 De verschillende bevolkingstypen (populaties) *40*
I.6.3 De jonge sterren (spectrale klassen O en B) *41*
I.6.4 Het neutrale waterstofgas en het interstellaire stof *42*
I.6.5 Type I-Cepheïden, late B- en A-sterren *44*
I.6.6 Late-type sterren *45*
I.6.7 RR Lyrae-sterren *45*
I.6.8 Het magnetische veld en het kosmische stralingsgas *47*
a Het magnetische veld b Het kosmische stralingsgas
I.6.9 Samenvatting *49*

I.7 DYNAMICA VAN HET MELKWEGSTELSEL *52*
I.7.1 Sterbeweging en de derde integraal van beweging *52*
I.7.2 Het viriaaltheorema en het magnetische veld *54*
I.7.3 Differentiële rotatie en spiraalstructuur *55*
I.7.4 Het centrale gedeelte en de hoge snelheidswolken *56*

I.8 EXTRAGALACTISCHE STELSELS *57*

I.9 DE CLASSIFICATIE VAN DE EXTRAGALACTISCHE STELSELS *58*
I.9.1 De classificatie van Hubble *58*
I.9.2 De classificatie van Morgan en Mayall *60*
I.9.3 De classificatie van de radiostelsels volgens Morgan *62*

I.10 DE LOKALE GROEP VAN STERRENSTELSELS *63*
I.10.1 De Magellaanse Wolken *63*
I.10.2 Het Andromeda-stelsel *64*
I.10.3 De lokale groep *68*

I.11 ALGEMENE EIGENSCHAPPEN EN WAARNEMINGEN AAN EXTRAGALACTISCHE STELSELS *68*
I.11.1 De groepsvorming *68*
I.11.2 De bepaling van de afstand *69*
I.11.3 De bepaling van de massa *70*
a Uit de rotatiekromme b Uit onderlinge bewegingen
I.11.4 Rotatie en dynamica van sterrenstelsels *71*
a Rotatie b Niet-rotationele bewegingen, uitbarstingen
I.11.5 Verspreiding van de sterrenstelsels in de ruimte *73*

I.11.6 De evolutie van sterrenstelsels *74*

I.12 RADIOSTRALING UIT EXTRAGALACTISCHE STERRENSTELSELS *75*
I.12.1 De 21 cm-straling *75*
I.12.2 De thermische straling *76*
I.12.3 De niet-thermische radiobronnen *77*
a Structuur en afmetingen van niet-thermische radiobronnen b De spectra van de niet-thermische radiobronnen
I.12.4 Enige voorbeelden van extragalactische radiostelsels *79*
a De bron Centaurus A b De bron Virgo A

I.13 QUASI-STELLAIRE OBJECTEN *81*

II Interstellaire materie
Dr. A. D. Fokker jr. en *Prof. dr. C. de Jager*

II.1 INLEIDING *86*

II.2 LICHTENDE GASNEVELS *89*
II.2.1 De natuurkundige toestand in een gasnevel *89*
a Typen van lichtende gasnevels b De ionisatie in een gasnevel c De straling van een gasnevel d Thermische radiostraling van H^+-gebieden
II.2.2 Temperatuur en dichtheid in gasnevels *99*
a Bepaling van de temperatuur b Bepaling van de elektronendichtheid
II.2.3 Planetaire nevels *101*
a Voorkomen en spectra b Enkele bekende planetaire nevels c Interne bewegingen; evolutie en ouderdom
II.2.4 Diffuse nevels *105*
a Beschrijving; algemene gegevens b De Orionnevel en het Orioncomplex
II.2.5 Supernovaresten *107*

II.3 INTERSTELLAIR STOF *112*
II.3.1 Inleiding *112*
II.3.2 Donkere wolken en globulen *113*
II.3.3 Roodverkleuring en polarisatie van het sterlicht *115*
II.3.4 Reflectienevels *118*
II.3.5 Aard van de interstellaire stofdeeltjes *119*

II.4 INTERSTELLAIRE ABSORPTIELIJNEN *121*

II.5 NEUTRAAL WATERSTOF *123*
II.5.1 De 21 cm-lijn *123*
II.5.2 Temperatuur en dichtheid van de neutrale waterstof *125*
II.5.3 De verdeling van neutraal waterstof in het melkwegstelsel *126*
II.5.4 Het centrale deel van het melkwegstelsel *132*
II.5.5 De wolkstructuur van H^+-gebieden *132*
a De 21 cm-lijn in absorptie b Wolken op hoge galactische breedte
II.5.6 Neutraal waterstof in sterrenhopen en associaties *136*

II.6 NIET-THERMISCHE RADIOSTRALING VAN HET MELKWEGSTELSEL *136*
II.6.1 Synchrotronstraling *136*
II.6.2 Restanten van supernova's *138*
II.6.3 Algemene radiostraling van het melkwegstelsel *139*
II.6.4 Polarisatie *142*
a Polarisatie van de algemene radiostraling b Het galactische breedte-effect in de polarisatie van extragalactische bronnen

II.7 OVERIGE RADIOLIJNSTRALING *145*
II.7.1 Emissie van waterstofatomen in H^+-gebieden *145*
II.7.2 Emissie van OH-moleculen *145*
II.7.3 Emissie van He-atomen *149*
II.7.4 Emissie van NH_3- en H_2O-atomen *149*

II.8 SAMENSTELLING EN DYNAMICA VAN HET INTERSTELLAIRE MATERIAAL; HET VERBAND MET DE STEREVOLUTIE *149*
II.8.1 De samenhang tussen gas en stof *149*
II.8.2 De scheikundige samenstelling van het gas; het waterstofmolecule *150*
II.8.3 De dynamica van het interstellaire gas *151*
II.8.4 Interstellaire materie en de evolutie van de sterren *152*

III Röntgen- en gamma-astronomie
Prof. dr. C. de Jager

III.1 INLEIDING *154*

III.2 RÖNTGEN- EN GAMMASTRALING *154*

III.3 ÅNGSTRÖM-EENHEDEN EN ELEKTRON-VOLTS *156*

III.4 DE DOORZICHTIGHEID VAN DE ATMOSFEER EN HET INTERSTELLAIRE MEDIUM VOOR RÖNTGENSTRALING *157*

III.5 RÖNTGENSTRALING VAN DE ZON *158*
III.5.1 De straling van de rustige zon en van de activiteitsgebieden *158*
III.5.2 Röntgenstraling gepaard met zonnevlammen *160*

III.6 KAN MEN RÖNTGENSTRALING VAN STERREN VERWACHTEN? *160*

III.7 RÖNTGENSTRALING UIT HET MELKWEGSTELSEL *161*

III.8 BESPREKING VAN ENKELE GALACTISCHE BRONNEN; IDENTIFICATIE; TWEE TYPES VAN BRONNEN *164*

III.9 EXTRAGALACTISCHE RÖNTGENBRONNEN *165*

III.10 DE DIFFUSE ACHTERGROND VAN RÖNTGENSTRALING *166*

IV Kosmische straling
Prof. dr. A. H. Wapstra

IV.1 HISTORISCHE INLEIDING; INVLOED VAN HET AARDMAGNEETVELD *167*

IV.2 DE MECHANICA VAN DEELTJES BIJ HOGE ENERGIEËN *169*

IV.3 DE SAMENSTELLING EN DE OUDERDOM VAN DE KOSMISCHE STRALING *170*

IV.4 DE NATUURKUNDE VAN ELEMENTAIRE DEELTJES *172*

IV.5 DE INVLOED VAN DE ATMOSFEER; HET ENERGIESPECTRUM VAN DE KOSMISCHE STRALING *173*

IV.6 DE KOSMISCHE STRALING IN DE INTERPLANETAIRE RUIMTE; MODULATIE *175*

IV.7 DE KOSMISCHE STRALING IN DE INTERSTELLAIRE RUIMTE *177*

IV.8 DE OORSPRONG VAN DE KOSMISCHE STRALING *179*

V Kosmologie

Prof. dr. G. B. van Albada

V.1 DE WERELD IN HET GROOT *183*
V.1.1 Wat is kosmologie? *183*
V.1.2 De macrostructuur van het heelal; clusters van sterrenstelsels *183*
V.1.3 Gemiddelde dichtheid van het heelal *184*
V.1.4 Superstructuren *185*
V.1.5 De kosmische afstandsschaal *187*
V.1.6 De 'roodverschuiving' en de interpretatie ervan *189*

V.2 DE EXPANSIE VAN HET HEELAL *191*
V.2.1 Enkele begripsaanduidingen *191*
V.2.2 Newton; de absolute ruimte en de kosmologie *191*
V.2.3 Perikelen van een statisch heelal *194*
V.2.4 Het relativistisch doppler-effect *199*
V.2.5 Expansie en roodverschuiving *204*
V.2.6 Waarom zijn de nachten donker? *208*

V.3 DE GEOMETRIE VAN HET HEELAL; BESCHOUWINGEN VAN ALGEMENE AARD *210*
V.3.1 Fysische geometrie *210*
V.3.2 Zwaarte en traagheid *212*
V.3.3 Het tijd-ruimte-continuüm van de speciale relativiteitstheorie *216*
V.3.4 Meetkunde en gravitatie *222*

V.4 HET HEELAL IN DE PASKAMER *224*
V.4.1 Het heelal van Einstein *224*
V.4.2 Niet-statische modellen *225*
V.4.3 Aanpassing aan de werkelijkheid *229*
V.4.4 Isotrope modellen en de singuliere fase *233*
V.4.5 De 'big bang' *236*

v.5 PROBLEMEN VAN ALGEMENE AARD *238*
v.5.1 Het principe van Mach *238*
v.5.2 Wereldruimte en wereldtijd *239*
v.5.3 Theorieën van de 'steady state' *241*
v.5.4 De kosmologische afstoting *243*
v.5.5 De gravitatieconstante *244*

v.6 DE FYSISCHE EVOLUTIE VAN HET HEELAL *248*

LIJST VAN PLATEN *253*

VERANTWOORDING *255*

REGISTER OP DE VIER DELEN *257*

INHOUDSOPGAVE VAN DE VOORAFGAANDE DELEN *300*

I Sterrenstelsels, in het bijzonder het melkwegstelsel

PROF. DR. L. PLAUT *Sterrenkundig Laboratorium Kapteyn der Rijksuniversiteit te Groningen*

DRS. J. ROSENBERG *Sterrenkundig Instituut te Utrecht*

I.1 DE MELKWEG

Met de ontdekking, dat de sterren weliswaar onvoorstelbaar grote, maar toch meetbare en zeer verschillende afstanden hebben, rijst de vraag, hoe zij in de ruimte verdeeld zijn. Na te hebben vastgesteld, dat zij bewegen en dat wij hun snelheden kunnen meten, vragen wij naar wetmatigheden in de bewegingen en de verklaring daarvan. Daarmee betreden wij het gebied van de sterrenkunde van het melkwegstelsel. Men sprak vroeger ook wel van statistische sterrenkunde, omdat er vaak van statistische methoden wordt gebruik gemaakt. Het gaat om het onderzoek van de grote massa van de sterren, het is de studie van de melkweg.

Op een heldere, maanloze avond zien wij de melkweg als een wazig lichtende band aan de hemel. Het is of wij ons in het middelpunt van een grote cirkel bevinden. De plaats van de melkweg tussen de sterren is altijd dezelfde en de contouren ervan vinden wij reeds op de oudste sterrenkaarten aangegeven. Bij aandachtige beschouwing blijkt, dat de lichtende band eigenlijk een aaneenschakeling is van lichte plekken, gescheiden door grillig gevormde donkere lanen. Plaat 1 is een tekening door Pannekoek van wat wij met het blote oog op zijn best kunnen zien. Waar de melkweg zijn helderheid aan ontleent, ontdekken wij pas goed met de kijker: de lichte plekken worden gesplitst in een ontelbaar aantal zwakke sterren. Lang belichte foto's tonen ons de details het mooist (plaat 2). Daarop herkennen wij al dadelijk de in deel 4, II besproken sterren, lichtende nevels en donkere wolken. Wij treffen bovendien hier en daar

zogenoemde open en bolvormige sterrenhopen aan (plaat 3 en 4).

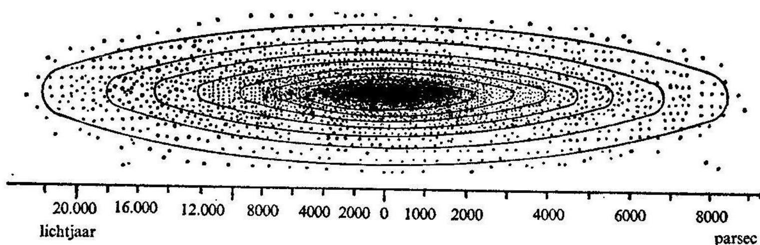
De belangrijkste pionier van het moderne melkwegonderzoek is William Herschel (1738-1822). Weliswaar huldigde men reeds vóór Herschel bepaalde opvattingen over de bouw van de melkweg – bijvoorbeeld de wijsgeer Immanuel Kant in zijn *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels* (1755) –, maar deze misten de basis van een zorgvuldige en uitgebreide waarneming.

Herschel deed met de door hem gebouwde telescopen stertellingen op honderden plaatsen aan de hemel. Hij concludeerde in 1817, dat op de verste door hem waargenomen afstanden, die hij schatte op 2300 maal de gemiddelde afstand van een ster van de eerste grootte, de grens van het sterrenstelsel nog niet bereikt is. Het was hem reeds duidelijk, dat het stelsel de vorm van een platte schijf moet hebben en dat wij ons ergens in die schijf moeten bevinden; anders zou het stelsel ons immers niet voorkomen als een grote cirkel aan de hemelbol. Herschel ging bij zijn berekeningen nu eens uit van de onderstelling, dat de lichtkracht van alle sterren gelijk is, dan weer nam hij aan, dat de dichtheid overal in de ruimte gelijk is, en bepaalde dan de uitgestrektheid van het stelsel in een gegeven richting uit het aantal in zijn telescoop getelde sterren.

Het was, onder anderen, J. C. Kapteyn (1851-1922) die de grondslag van het moderne melkwegonderzoek legde. Hij formuleerde voor het eerst het probleem, hoe men uit de waarnemingsgegevens van vele sterren zowel de ruimtelijke dichtheidsverdeling als de verdeling van hun absolute helderheden kon bepalen en gaf de eerste oplossingen ervan.

Hij zag dat het grootste struikelblok bij het onderzoek naar de ruimtelijke verspreiding van de sterren onze gebrekkige kennis van de afstanden der sterren was en voorts, in het algemeen, het ontoereikende waarnemingsmateriaal. Dit inzicht bracht hem ertoe, met behulp van statistische methoden afstanden van bepaalde groepen van sterren af te leiden. Tevens ontwierp hij het zogenoemde 'Plan of Selected Areas'. Dit was opgezet als een groots programma tot het verrichten van zoveel mogelijk waarnemingen in een aantal over de hemel verspreide kleine velden, de Selected Areas. Dank zij de samenwerking van vele sterrenwachten is dit plan een groot succes geworden.

Het resultaat van Kapteyns onderzoekingen was een eerste schematische voorstelling van het melkwegstelsel, het zogenoemde Kapteyn-stelsel (afb. 1). Het was discusvormig met het centrum in of nabij de zon. De dichtheid van de sterren – dat is het aantal sterren per eenheid van volume – nam in deze voorstelling in alle richtingen van de zon af en wel zodanig dat de vlakken van gelijke dichtheid omwentelingsellipsoïden waren met een verhouding der assen van 1 op 5. De grote halve as – dat



Afb. 1 Het Kapteyn-stelsel, 1922 (volgens W. de Sitter, *Kosmos,* 1932).

is dus de as in het vlak – was ongeveer 10 000 lichtjaar, de kleine, loodrecht op het vlak, 2000 lichtjaar.

Kapteyn zelf was zich reeds ervan bewust dat dit beeld slechts een allereerste benadering kon zijn: er werd reeds gesproken over de mogelijkheid van het bestaan van interstellaire absorptie. Ook had C. Easton reeds de idee van spiraalarmen binnen het stelsel naar voren gebracht. Maar het was vooral de ontdekking van drie verschijnselen, die alle aanleiding gaf, het schema van Kapteyn te wijzigen. Deze drie verschijnselen waren:

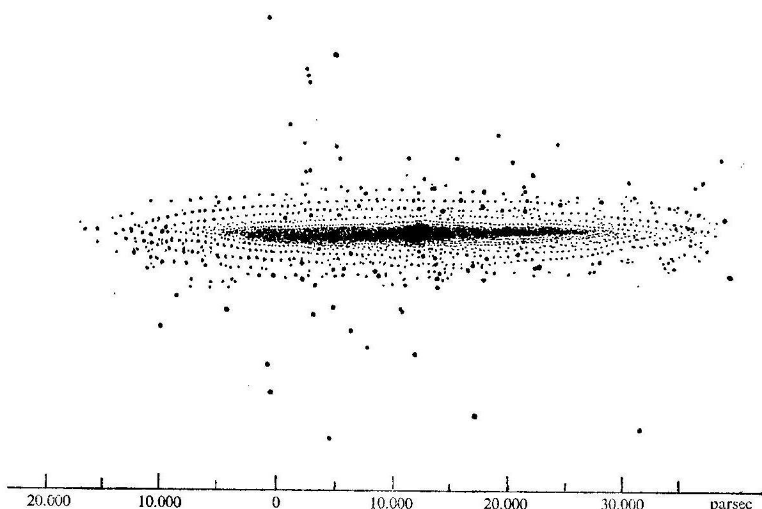
1 De absorptie van het licht van de sterren in de interstellaire ruimte, voor het eerst aangetoond door R. J. Trumpler;

2 de verdeling van de bolvormige sterrenhopen, afgeleid door H. Shapley;

3 de galactische rotatie, gevonden door B. Lindblad en J. H. Oort.

Door het invoeren van een interstellaire absorptie in de berekeningen moest de gehele afstandsschaal gewijzigd worden. Immers, de door Kapteyn gebruikte afstanden berustten op de onderstelling dat het licht van de sterren zich ongehinderd door de ruimte voortplant. Het Kapteyn-stelsel bleek slechts een klein deel van het gehele stelsel te zijn. De interstellaire absorptie was er de oorzaak van, dat wij de verder afgelegen gedeelten niet konden zien. Dit werd nog duidelijker, toen Shapley vond dat de bolvormige sterrenhopen een stelsel vormden met een middelpunt op een afstand van ongeveer 30 000 lichtjaar van de zon, in het vlak van het Kapteyn-stelsel in de richting van het sterrenbeeld 'de Schutter'. Tevens lieten de onderzoekingen van Lindblad en Oort omtrent de bewegingen der sterren zien, dat de sterren een rotatie uitvoeren om een as die loodrecht op het vlak van het stelsel staat en door het centrum van het stelsel van de bolvormige sterrenhopen gaat.

Rekening houdende met deze nieuwe vondsten, verkreeg men een nieuw schematisch beeld van de melkweg (afb. 2): de vorm van het stelsel was



Afb. 2 Beeld van het melkwegstelsel volgens Oort, 1930 (naar W. de Sitter, *Kosmos*, 1932).

gelijk aan die van het stelsel van Kapteyn, een discusvorm, terwijl de vlakken van gelijke dichtheid ook omwentelingsellipsoïden waren. Het centrum lag op 30 000 lichtjaar afstand in de richting van het sterrenbeeld 'de Schutter' en kwam dus overeen met het middelpunt van het stelsel van de bolvormige sterrenhopen. De rotatie van dit sterrenstelsel geschiedde niet als die van een vast of star lichaam, maar met een hoeksnelheid die een functie was van de afstand tot de rotatie-as. De afmetingen van het stelsel waren ongeveer 50 000 lichtjaar voor de grote en 8000 lichtjaar voor de kleine halve as.

Nadat men in de jaren dertig dit nieuwe beeld als een schematische grondslag van de bouw van het melkwegstelsel had aanvaard, trachtte men meer te weten te komen omtrent de details: de ruimtelijke verdeling en ook de kinematische eigenschappen van verschillende soorten sterren en sterrenhopen en van de interstellaire materie, de aanwezigheid van een spiraalstructuur, zoals men deze bij vele andere sterrenstelsels kon waarnemen, en ook de samenhang met de evolutie van sterren en die van het gehele stelsel zelf.

Het onderzoek naar de structuur van het melkwegstelsel kreeg een geheel nieuw aspect toen men erin slaagde radiostraling afkomstig van buiten de aarde, op te vangen en te analyseren. Een volkomen nieuw gebied

van straling, met een golflengte tussen één centimeter en enkele tientallen meters, werd nu voor het onderzoek toegankelijk. In dit golflengtegebied speelt de absorptie door de interstellaire materie slechts een geringe rol, zodat het mogelijk is tot de kern en de 'andere zijde' van het stelsel door te dringen. Een grote stimulans was de ontdekking in 1951 van de 21 cm-straling van het neutrale waterstofgas. Een der eerste nieuwe vondsten was de spiraal- of wolkstructuur van dit gas. Daarna volgden de radiostraling van de gebieden van geïoniseerde waterstof, de lijnen van OH, de niet-thermische straling, de recombinatielijnen van waterstof, de radiostraling van extragalactische stelsels, van de quasars en pulsars.

Verdere perspectieven werden en zullen stellig nog worden geopend door het onderzoek vanuit ballonnen op grote hoogte, vanuit raketten en kunstmatige satellieten. Dit zogenoemde ruimteonderzoek breidt het bereikbare gebied in golflengte aanzienlijk uit. Een van de resultaten is dan ook de ontdekking van bronnen van röntgenstraling.

I.2 DE BEPALING VAN DE AFSTAND VAN DE STERREN EN VAN DE INTERSTELLAIRE MATERIE

I.2.1 *De afstand van de sterren*

Willen wij iets over de verspreiding van de sterren in de ruimte (binnen het melkwegstelsel) te weten komen, dan betekent dit in principe de bepaling van de positie van elke ster, of, omdat dit niet mogelijk is, van zoveel mogelijk sterren in dit stelsel.

Nu is het duidelijk, dat de positie van een ster in de ruimte wordt vastgelegd door richting en afstand ten opzichte van de zon; de afstand aarde-zon speelt in dit opzicht geen enkele rol. De bepaling van de positie aan de hemelbol brengt geen moeilijkheden mee, omdat er, althans voor dit doel, geen uiterste nauwkeurigheid wordt vereist. Veel moeilijker is de bepaling van de afstand.

Met de methoden van de driehoeksmeting kan men slechts afstanden tot ongeveer 100 parsec bepalen, zeker niet verder. Deze afstand komt overeen met een parallax van 0",010 en dit is reeds ongeveer de toevallige fout van een goede bepaling van een trigonometrische parallax.

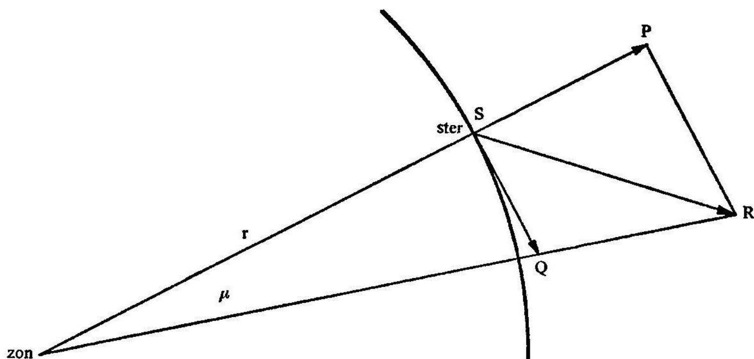
Wij moeten dus voor een afstandsbepaling andere, grotendeels statistische methoden te hulp roepen. Voor een deel berusten deze methoden op de bewegingen van de sterren. Kennis omtrent deze bewegingen is bovendien van fundamenteel belang voor het onderzoek naar de dynamica van het melkwegstelsel.

1.2.2 *De beweging van de zon ten opzichte van de sterren (de zonsbeweging)*

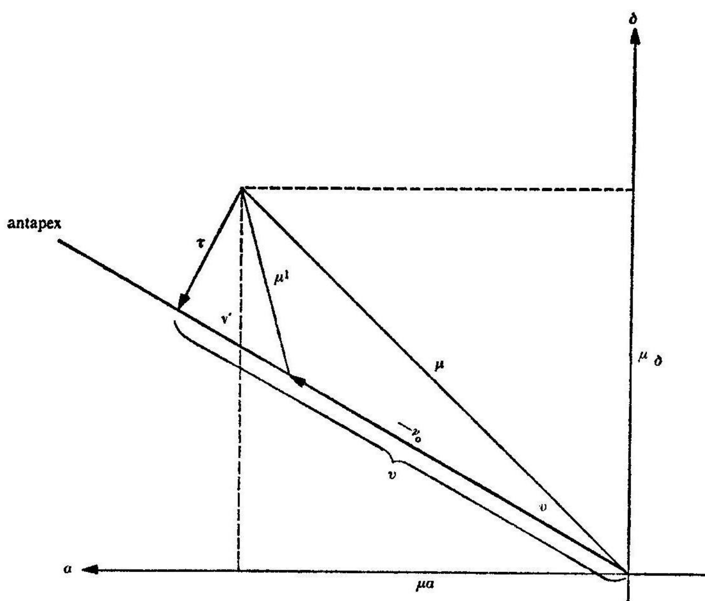
Van de beweging van een ster in de ruimte kan men twee componenten meten: *1* de eigenbeweging of component van de beweging in het raakvlak aan de hemelbol, te bepalen uit de verandering van de positie van een ster aan de hemelbol en uit te drukken in boogseconden per jaar; en *2* de radiële snelheid of snelheid in de richting van de gezichtslijn, te meten aan het doppler-effect in de spectrumlijnen en uitgedrukt in kilometer per seconde.

De samenhang tussen deze beide bewegingscomponenten is te zien in afb. 3. Om de eigenbeweging μ met de radiële snelheid V te kunnen vergelijken, moet men overgaan tot de tangentiële snelheid $t = \frac{4{,}74\,\mu}{p}$, waarin p = parallax en 4,74 de omrekeningsfactor is van boogseconden per jaar naar km/sec. De vectoriële som van t en V geeft de ruimtelijke snelheid. De bewegingen worden gemeten ten opzichte van de zon. Maar ook de zon heeft een beweging die zich weerspiegelt in een systematische beweging van de overige sterren ten opzichte van de zon.

Wij noemen het punt op de hemelbol, waarheen de zon zich beweegt, het apex, het tegenovergestelde punt het antapex. De sterren in de buurt van het apex zullen een systematische radiële snelheid naar de zon toe – dus een negatieve snelheid – hebben en de sterren bij het antapex een



Afb. 3 Eigenbeweging en radiële snelheid. μ = eigenbeweging (in boogmaat); SP = radiële snelheid; SQ = tangentiële snelheid; SR = totale snelheid; r = afstand ster S-zon.



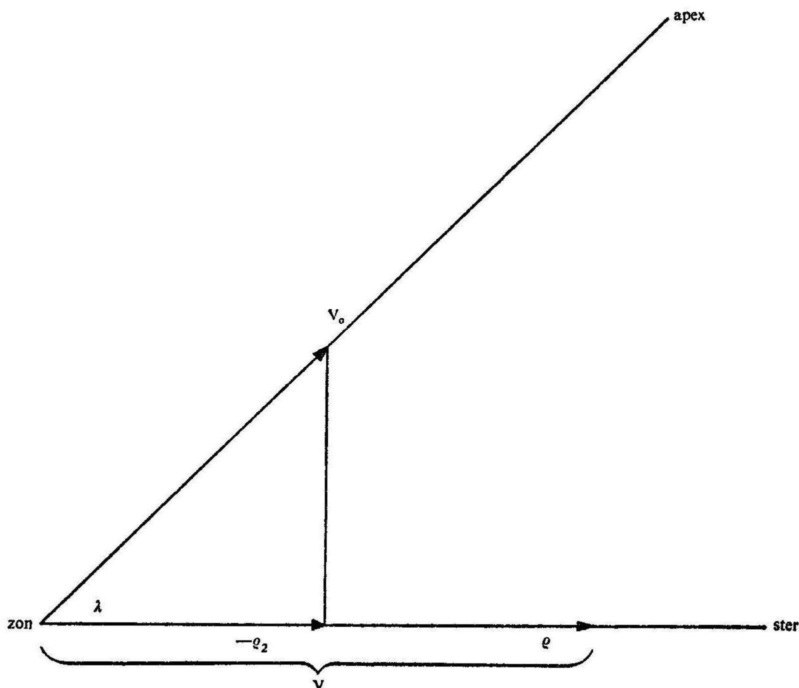
Afb. 4 Zonsbeweging en peculiaire snelheid (eigenbeweging). μ_α, μ_δ = eigenbeweging in rechte klimming en in declinatie; μ = totale eigenbeweging; μ' = peculiaire eigenbeweging; v = component in de richting naar het antapex; $-v_0$ = parallactische beweging; v' = peculiaire beweging in de richting naar het antapex; τ = component loodrecht op de richting naar het antapex.

even grote positieve radiële snelheid. Evenzo zal ook de eigenbeweging van de sterren een component bevatten, die van de zonsbeweging afkomstig is. De component van de beweging die er na aftrek van de invloed van de zonsbeweging overblijft, noemt men de peculiaire beweging.

Door deze redenering om te keren, kunnen wij uit de systematische beweging van de sterren proberen de zonsbeweging ten opzichte van de beschouwde sterren, laten wij zeggen, de sterren in de nabijheid van de zon, te bepalen.

De bovengenoemde splitsing van eigenbewegingen en radiële snelheid wordt duidelijk aan de hand van afb. 4 en afb. 5.

Voor de eigenbeweging is: μ = de totale eigenbeweging van een ster; v = de component van de eigenbeweging in de richting van het antapex; $-v_0$ = de parallactische beweging = de negatieve zonsbeweging; v' = de component in de antapex-richting van de peculiaire eigenbeweging μ';



Afb. 5 Zonsbeweging en peculiaire snelheid (radiële snelheid). V = totale radiële snelheid; V_0 = zonsbeweging; $-\varrho_2$ = component van de zonsbeweging in de richting naar de ster; ϱ = peculiaire radiële snelheid van de ster.

en $\tau = \tau'$ = de component van de eigenbeweging in de richting loodrecht op die naar het antapex; deze component bevat dus geen zonsbeweging en is dus gelijk aan de component van de peculiaire eigenbeweging τ' in genoemde richting. Verder is: $v = \mu \cos \Theta$, $\tau = \mu \sin \Theta$.

Voor de radiële snelheid is: V_0 = de snelheid van de zonsbeweging in km/sec; λ = de hoek tussen de richting naar de ster en die naar het apex; V = de waargenomen radiële snelheid van de ster; ϱ = het peculiaire deel van de radiële snelheid van de ster; $\varrho_2 = -V_0 \cos \lambda$ = het aandeel van de zonsbeweging in V; en $\varrho = V - V_0 \cos \lambda$.

Hoe bepalen we nu de zonsbeweging? Stel X, Y, Z = de rechthoekige coördinaten en r, α, δ = de poolcoördinaten met de oorsprong in de zon en wel zodanig dat

$$X = r\cos\delta\cos\alpha,$$
$$Y = r\cos\delta\sin\alpha, \qquad (1)$$
$$Z = r\sin\delta.$$

Na differentiatie heeft men:

$$\mathrm{d}X = \mathrm{d}r\cos\delta\cos\alpha - \mathrm{d}\delta\, r\sin\delta\cos\alpha - \mathrm{d}\alpha\, r\cos\delta\sin\alpha,$$
$$\mathrm{d}Y = \mathrm{d}r\cos\delta\sin\alpha - \mathrm{d}\delta\, r\sin\delta\sin\alpha + \mathrm{d}\alpha\, r\cos\delta\cos\alpha, \qquad (2)$$
$$\mathrm{d}Z = \mathrm{d}r\sin\delta + \mathrm{d}\delta\cos\delta.$$

Opgelost naar $\mathrm{d}\alpha\cos\delta$, $\mathrm{d}\delta$ en $\mathrm{d}r$:

$$\mathrm{d}\alpha\cos\delta = \mu_\alpha\cos\delta = \frac{\mathrm{d}X}{r}\sin\alpha + \frac{\mathrm{d}Y}{r}\cos\alpha,$$

$$\mathrm{d}\delta = \mu_\delta = -\frac{\mathrm{d}X}{r}\sin\delta\cos\alpha - \frac{\mathrm{d}Y}{r}\sin\delta\sin\alpha + \frac{\mathrm{d}Z}{r}\cos\delta, \qquad (3)$$

$$\mathrm{d}r = V = \mathrm{d}X\cos\delta\cos\alpha + \mathrm{d}Y\cos\delta\sin\alpha + \mathrm{d}Z\sin\delta.$$

De linkerleden komen overeen met de eigenbewegingen in α en in δ en de radiële snelheid.

Met de onderstelling, dat de peculiaire bewegingen geen voorkeursrichting hebben, volgt dat

$$-\overline{\mathrm{d}X} = V\cos D\cos A,$$
$$-\overline{\mathrm{d}Y} = V\cos D\sin A, \qquad (4)$$
$$-\overline{\mathrm{d}Z} = V\sin D.$$

Hierbij stellen dX, dY en dZ de rechthoekige componenten van de zonsbeweging voor en A en D respectievelijk de rechte klimming en de declinatie van het apex.

Heeft men de beschikking over eigenbewegingen van een groot aantal sterren, dan kan men uit de eerste twee vergelijkingen van (3) de waarden van $\frac{\mathrm{d}X}{r}$, $\frac{\mathrm{d}Y}{r}$ en $\frac{\mathrm{d}Z}{r}$ oplossen. Dit gaat, bijvoorbeeld, heel goed met de zogenoemde methode van de kleinste kwadraten:

$$\mathrm{tg}\, A = \frac{\frac{\mathrm{d}Y}{r}}{\frac{\mathrm{d}X}{r}}, \qquad \mathrm{tg}\, D = \frac{\frac{\mathrm{d}Z}{r}}{\sqrt{\left(\frac{\mathrm{d}X}{r}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}Y}{r}\right)^2}}. \qquad (5)$$

De oplossing heeft uiteraard alleen dan zin, wanneer de afstand van de

beschouwde sterren binnen betrekkelijk nauwe grenzen ligt en weinig varieert met de positie aan de hemel.

Uit de derde vergelijking van (3) kan men $\mathrm{d}X$, $\mathrm{d}Y$ en $\mathrm{d}Z$ oplossen, indien men over radiële snelheden van een aantal sterren beschikt.

Dan volgen weer uit (4) de coördinaten van het apex van de zonsbeweging.

Uit de sterren in de nabijheid van de zon vindt men:

$A = 18^h00^m$, $D = +30°$, $V_0 = 20$ km/sec.

I.2.3 *Statistische parallaxen*

Hierboven hebben wij gezien, hoe men de eigenbeweging van een ster kan ontbinden in een component τ, loodrecht op en een andere, v, evenwijdig aan de richting naar het antapex. Indien de beschouwde groep sterren geen verdere systematische beweging heeft, kan men de absolute waarde van de component in de τ-richting van de tangentiële snelheid,

$t = \frac{4{,}74}{p}\tau$, middelen over alle beschouwde sterren en gelijkstellen aan

de gemiddelde peculiaire radiële snelheid $\overline{|V_p|}$ en een waarde afleiden voor de gemiddelde parallax van de beschouwde groep sterren:

$$p = \frac{4{,}74\ \overline{|\tau|}}{\overline{|V_p|}}.$$

Voor de v-component van de eigenbeweging geldt: $v' = v - v_0$, waarin

$v = \frac{-V_0 \sin \lambda}{4{,}74\, r} = \frac{-V_0\, p \sin \lambda}{4{,}74}$; $r =$ afstand in parsec;

$p =$ parallax in boogseconden.

Hieruit volgt:

$$p = \frac{4{,}74\,(v' - v)}{V_0 \sin \lambda}.$$

Hierin is $v' - v$ niet bekend. Beschouwt men echter een groep sterren en gaat men er weer van uit, dat er geen systematische bewegingen zijn, dan kan men de gemiddelde waarde van v' gelijk aan nul stellen en een gemiddelde parallax afleiden uit

$$\bar{p} = \frac{-4{,}74\,\overline{v \sin \lambda}}{V_0\,\overline{\sin^2 \lambda}}.$$

Bij de vorming van deze gemiddelde waarde is aan iedere ster een gewicht sin λ toegekend.

Op verdere details bij de berekening van deze statistische parallaxen in de praktijk kan hier niet worden ingegaan.

I.2.4 *Parallaxen uit de beweging van open sterrenhopen*

Voor open sterrenhopen (zie deel 4, I.3) en andere groepen sterren, die met elkaar door de ruimte bewegen, is het mogelijk, uit de waargenomen eigenbeweging en de radiële snelheid de afstand te bepalen.

Men zal daarbij onderscheid moeten maken tussen groepen waarvan de leden steeds een constante onderlinge afstand hebben, en groepen die expanderen en contraheren.

In het geval van gelijke en evenwijdige beweging van de leden van de groep gelden voor de eigenbeweging μ en de radiële snelheid v_r de relaties:

$$\mu = p\, S \sin \lambda,\ v_r = S \cos \lambda,$$

waarin p = parallax; S = gezamenlijke snelheid van de groep ten opzichte van de zon; λ = boog tussen de richting naar de ster en die naar het convergentiepunt der eigenbewegingen van de groepssterren.

Bij een lineaire expansie (of contractie) van de groep heeft men:

$$\mu = p\, S' \sin \lambda',\ v_r = S' \cos \lambda' + r\, k.$$

De relatie voor de eigenbeweging heeft dezelfde vorm als in het eerste geval; S' is samengesteld uit de expansie en de zonsbeweging, en verder verandert het convergentiepunt zijn positie, zodat λ' van dit nieuwe punt af wordt gerekend. Bij de radiële snelheid is er nu een extra term $r\, k$, waarin r de afstand van de zon is en k de expansiecoëfficient. Met deze methode heeft men tot nu toe slechts nauwkeurige parallaxen voor de Hyaden en de Scorpio-Centaurus-groep kunnen afleiden.

Op het ogenblik zijn voor de meeste andere groepen of sterrenhopen de resultaten nog niet voldoende betrouwbaar. Dit kan veranderen, zodra er meer nauwkeurige eigenbewegingen ter beschikking komen.

I.2.5 *Fotometrische en spectroscopische parallaxen*

In deel 3, III.5.3 werd reeds gewezen op de betekenis van het Hertzsprung-Russelldiagram en het kleur-magnitudediagram.

In het Hertzsprung-Russelldiagram is de abscis het spectrale type, in het kleur-magnitudediagram de kleurindex, dus in beide gevallen een equivalent voor de effectieve temperatuur. De ordinaat is steeds de absolute magnitude. In deze diagrammen komen de sterren vooral voor in de zogenoemde hoofdreeks en daarnaast in mindere mate op de reuzentak,

daarboven in het gebied van de superreuzen, en verder links beneden de hoofdreeks in het gebied van de witte dwergen.

Kan men eenmaal op grond van het spectrale type en de lichtkrachtklasse een ster in een van de reeksen lokaliseren, dan is daarmee de absolute magnitude enigermate vastgelegd. De nauwkeurigheid van de aldus gevonden absolute magnitude berust op de natuurlijke breedte van de serie waarop de ster is geplaatst en op de nauwkeurigheid van de classificatie.

Spectraal type en lichtkrachtklasse kunnen vervangen worden door fotometrische criteria, zoals de gebruikelijke kleurindex $B - V$ en allerlei combinaties van criteria, verkregen door nauwe-bandfotometrie en/of spectrumfotometrie. De afstand verkrijgt men via de relatie: $M_v = m_v + 5 - 5 \log r$ — visuele interstellaire absorptie. De waarde voor de visuele interstellaire absorptie (of fotografische absorptie bij gebruik van M_{pg} en m_{pg}) verkrijgt men door de waarde van het zogenoemde kleurexces (= selectieve absorptie = verschil tussen de visuele en de fotografische absorptie) met een bepaalde factor te vermenigvuldigen. Het kleurexces is de verandering van de kleurindex op grond van de absorptie en is dus gelijk aan de waargenomen kleurindex min de intrinsieke of werkelijke kleurindex van de desbetreffende ster.

De laatstgenoemde hangt af van de fysische eigenschappen van de ster en kan in vele gevallen bepaald worden uit andere sterren van dezelfde soort. De factor zelf hangt af van de samenstelling van de interstellaire materie, vooral van de dimensies van de deeltjes waaruit deze materie bestaat. Voor het geval van de visuele absorptie stelt men de factor in het algemeen gelijk aan 3. In de laatste tijd zijn er echter verscheidene malen plaatselijk grotere waarden voor de factor afgeleid; de interpretatie van de waarnemingen waaruit deze conclusie werd getrokken, is nog niet geheel zeker.

Op de mogelijkheid, fotometrische parallaxen van sterrenhopen af te leiden, wordt hieronder nog ingegaan.

I.2.6 *Parallaxen van veranderlijke sterren*

Reeds in het begin van deze eeuw is uit waarnemingen van veranderlijke sterren (zie deel 3, III.6) gebleken, dat de absolute helderheid van deze sterren een functie is van de periode van de lichtwisseling, en wel zodanig dat de absolute magnitude ongeveer lineair afneemt (de intensiteit dus toeneemt) met de logaritme van de periode.

De periode is een grootheid die men in het algemeen vrij eenvoudig en ook voldoende nauwkeurig kan bepalen. Weet men dus de periode, dan is ook de absolute helderheid bekend en is men via bovengenoemde relatie

in staat de afstand te bepalen, mits men, uiteraard, ook de interstellaire absorptie kent.

Bovengenoemde periode-lichtkracht-relatie geldt voor veranderlijken van het type delta Cephei. De RR Lyrae-veranderlijken – dit zijn pulserende sterren met een periode korter dan één dag (zie ook deel 3, III.6.5) – hebben alle ongeveer dezelfde absolute helderheid, al is een kleine variatie met de periode en/of de chemische samenstelling zeer waarschijnlijk. Voor langperiodieke veranderlijken bestaat ook wel een soortgelijke relatie, maar deze is nog niet voldoende nauwkeurig onderzocht.

De grootste moeilijkheid bij het gebruik van een periode-lichtkracht-relatie voor de bepaling van afstanden ligt in de kalibratie van deze relatie; dit is het probleem van de bepaling van het nulpunt van de relatie, dat wil zeggen: van de aansluiting aan de afstandsschaal van sterren met bekende afstand. Dezelfde moeilijkheid heeft men ook bij de spectroscopische parallaxen, die eveneens met behulp van sterren met bekende afstand geijkt moeten worden. Dit moeten dus sterren zijn, waarvan een trigonometrische of een sterrenhopenparallax bekend is. Men is daarbij op zeer nabije sterren en sterrenhopen aangewezen.

In het begin van de jaren vijftig bleek, dat de groep sterren die men tot de delta Cephei-veranderlijken rekende, uit twee groepen bestaat: de klassieke, of type I-Cepheïden, en de W Virginis- of type II-Cepheïden. Deze laatstgenoemde sterren bleken ongeveer 1.5 magnitude zwakker te zijn dan de klassieke Cepheïden van gelijke periode. Voor Cepheïden bestaan er dus twee verschillende periode-lichtkracht-relaties. Men zal van een bepaalde ster eerst moeten weten of zij tot type I of tot type II behoort, voordat men de absolute magnitude op de beschreven wijze zal kunnen bepalen. Natuurlijk had deze vondst grote betekenis voor de bepaling van allerlei afstanden in het melkwegstelsel en is onze voorstelling over de grootte van het stelsel en de afstand van extragalactische stelsels erdoor gewijzigd.

Veranderlijke sterren kan men gemakkelijk opsporen, ook onder schijnbaar zeer zwakke sterren. De periode-lichtkracht-relatie, of beter -relaties geven dus een mogelijkheid, afstanden van zeer ver verwijderde objecten in het melkwegstelsel en ook in sommige stelsels erbuiten te bepalen.

I.2.7 *Afstandsbepalingen van de interstellaire materie*

Ofschoon de interstellaire materie hieronder in I.5, in samenhang met de bouw van het melkwegstelsel, en in deel 4, II wordt behandeld, zal hier in het kort moeten worden gewezen op de mogelijkheid, de afstand van het interstellair neutraal waterstofgas te bepalen. Deze mogelijkheid berust op de differentiële galactische rotatie, waaraan ook de neutrale

waterstof deelneemt en die men kan waarnemen door de radiële snelheid van de emissielijn van dit gas bij een golflengte van 21 cm te meten (zie deel 4, II.5.3).

De optische spectra van sterren, die in of nabij het melkwegvlak liggen, vertonen vaak absorptielijnen van, onder andere, natrium en eenmaal geïoniseerd calcium. Deze absorptielijnen worden veroorzaakt door de aanwezigheid van deze absorberende atomen en ionen in het interstellaire medium. Uit de dopplerverschuiving van deze lijnen leidt men de radiële snelheden van de absorberende gebieden af; op vrijwel analoge wijze als bij de verwerking van de 21 cm-lijn waarnemingen verkrijgt men dan met behulp van een model voor de differentiële rotatie van de melkweg een beeld van de spiraalstructuur.

Het waarnemen van de interstellaire lijnen is een tijdrovende zaak, bovendien moet men van een groot aantal sterren de lijnen hebben bepaald voordat een algemeen beeld van dat stuk van de melkweg kan worden verkregen. In combinatie met de 21 cm-lijn bepalingen kan men de interstellaire absorptielijn metingen echter gebruiken voor het bepalen van de detailstructuur, terwijl met de eerste juist de globale structuur wordt verkregen. Op deze wijze vullen de beide methoden elkaar aan.

I.2.8 *Waarnemingen aan röntgenbronnen en pulsars*

a Röntgenbronnen

De aard van de röntgenbronnen wordt uitvoeriger besproken in deel 4, III.

Behalve van de zon is van een aantal plaatsen aan de hemel röntgenstraling (0,1 tot 60 Å) waargenomen vanuit raketten en ballonnen. Aangezien de aardse dampkring bovengenoemde golflengten niet doorlaat, moet men zijn toevlucht nemen tot experimenten buiten de dampkring; daar is namelijk voor golflengten korter dan 1 Å vrijwel het gehele melkwegstelsel doorzichtig, bij 10 Å is de stralingsintensiteit ongeveer de helft, wanneer hij 5000 parsec heeft afgelegd; voor 50 Å is dat nog maar 50 parsec. Hieruit blijkt, dat uit het feit of bepaalde bronnen bij bepaalde golflengten wel of niet waarneembaar zijn, afstanden kunnen worden afgeleid.

Uit het optische spectrum van Sco X-1 (de eerste ontdekte röntgenbron) vindt men door de aanwezigheid van interstellaire lijnen, dat de afstand meer moet zijn dan een paar honderd parsec. Maar omdat er zeer intense röntgenstraling met golflengte langer dan 40 Å wordt waargenomen, kan de bron niet veel verder dan een paar honderd parsec verwijderd zijn. De afstand wordt dan door deze twee grenzen bepaald.

Uit de plaats aan de hemel vindt men bovendien voor de röntgenbronnen dat zij vrij sterk naar het melkwegvlak geconcentreerd zijn; dit sluit een

ook op andere gronden zeer onaannemelijke extragalactische oorsprong uit.

b Pulsars

Een ander soort sinds kort bekende objecten zijn de zogenoemde 'pulsars'. Dit zijn radiobronnen die met zeer regelmatige intervallen een korte radioflits uitzenden. Er zijn inmiddels een veertigtal bekend. De perioden zijn in de orde van één seconde en volgen elkaar op met een precisie van één op tien miljoen. Men kan het flitsje op verschillende frequenties waarnemen, het blijkt dan dat de flits bij hoge frequenties eerder aankomt dan bij lage frequenties. Dit is een gevolg van het verschil in brekingsindex voor de verschillende frequenties, dat wordt veroorzaakt door de aanwezigheid van vrije elektronen in het medium tussen de pulsar en de waarnemer op aarde. Uit dit verschil in tijd kan zeer nauwkeurig het totale aantal elektronen in een denkbeeldige buis van de aarde naar de pulsar worden bepaald. De gevonden waarden zijn zo hoog, dat de pulsar in elk geval buiten het zonnestelsel moet zijn; een afstand van 100 tot 1000 pc lijkt zeer aannemelijk. Zie ook deel 3, III.6.10.

I.3 STERRENHOPEN

In deel 3, I.9 en II.1 zijn reeds de dubbel- en meervoudige sterren behandeld. Deze sterren vormen in zekere zin een overgang tussen de enkelvoudige sterren en de sterrenhopen. Reeds bij het waarnemen van de sterrenhemel met het blote oog vallen de helderste sterrenhopen, zoals de bekende Plejaden en Hyaden, duidelijk op (zie plaat 3). Deze beide zijn typische voorbeelden van open sterrenhopen. Zoals de naam reeds zegt, zijn deze sterrenhopen 'losse' verzamelingen, en wel van 100 tot 1000 sterren binnen een straal van minder dan 5 parsec om hun middelpunt. Nog lossere groepen zijn de zogenoemde associaties, op het bestaan waarvan V. A. Ambartsoemian in 1949 de aandacht vestigde. Het zijn groepen van vermoedelijk 10 tot 100 zeer jonge sterren die zich in een ruimte met een straal van 200 pc bevinden. Zij bewegen zich gezamenlijk door het melkwegstelsel. Er is bij sommige van deze associaties een expansie waargenomen, die duidelijk op een gezamenlijk en gelijktijdig ontstaan van de sterren van zo'n groep wijst.

Berekent men met behulp van de expansiesnelheid het tijdstip waarop de leden van zo'n associatie alle zeer dicht bij elkaar geweest moeten zijn (onder veronderstelling van een constante snelheid), dan vindt men leeftijden tussen 10^6 en 10^8 jaar. Men moet echter goed bedenken dat vooral

de eigenbewegingen (deel 3, I.2.2) systematische fouten kunnen bevatten die misschien op zich zelf reeds de oorzaak van de afgeleide, valse expansie zouden kunnen zijn. Interessant is dat men een aantal sterren met hoge snelheden, 'weglopers' of 'run-away stars' genoemd, gevonden heeft, die uit een associatie afkomstig zijn en die men, uiteraard, in verband brengt met het ontstaan van de sterren van de desbetreffende associatie.

Het komt ook voor, dat er een kleiner aantal sterren een gemeenschappelijke beweging heeft, zonder zich nochtans als een concentratie van sterren aan de hemel te manifesteren. Deze sterren vormen dan een zogenoemde bewegende groep.

Een geheel ander soort sterrenhopen zijn de bolvormige sterrenhopen. Deze bestaan uit ten minste 10 000 sterren, die bolsymmetrisch zijn verspreid over een ruimte met een straal van ten hoogste 100 pc; naar het centrum van een bolhoop neemt de dichtheid sterk toe (zie plaat 4). Zou de zon zich in zo'n bolvormige sterrenhoop bevinden, dan zouden wij aan de hemelbol ongeveer 20 000 sterren van de eerste grootte zien schitteren. Enkele eigenschappen van sterrenhopen zijn samengevat in onderstaande tabel:

TABEL: EIGENSCHAPPEN VAN STERRENHOPEN

	associaties	*open sterrenhopen*	*bolvormige sterrenhopen*
positie in het stelsel	spiraalarmen	schijf	halo en kern
middellijn (pc)	30 - 200	10	50 - 100
log massa ($\mathfrak{M}_\odot$)	2 - 3 ?	2 - 3	4 - 5
aantal sterren	10 - 100 ?	50 - 1000	10 000 - 100 000
absolute helderheid M_v	—6 tot —10	0 tot —10	—5 tot —9
dichtheid der sterren ($\mathfrak{M}_\odot$ per pc^3)	0,01	0,1 tot 10	0,5 tot 1000
aantal bekende objecten	82	900	120

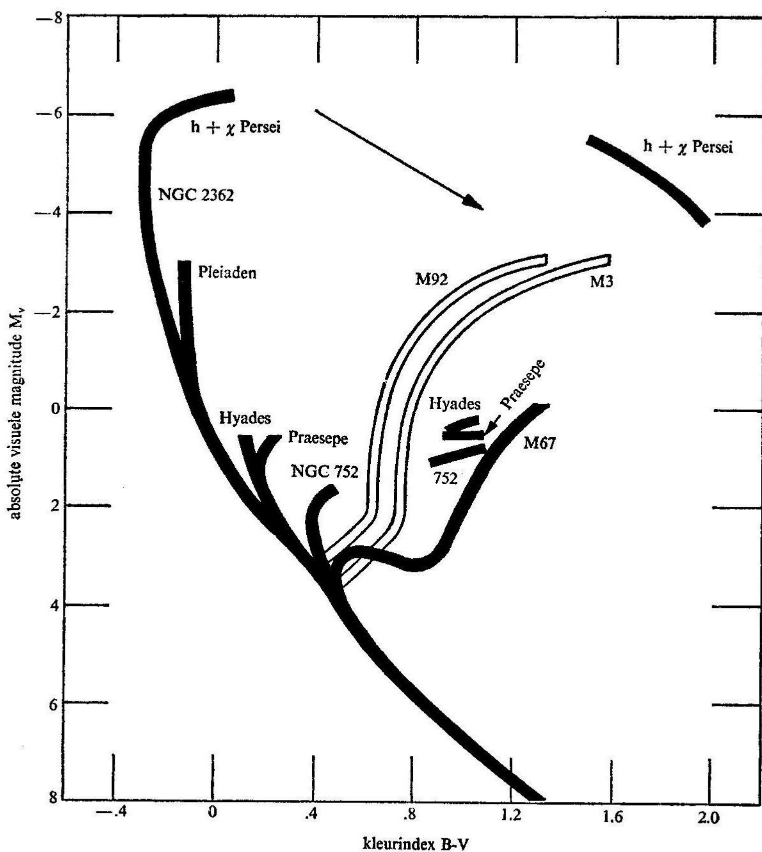
Op enkele bijzonderheden van deze sterrenhopen zullen wij wat nader ingaan. Interessante problemen, zoals de interne beweging van de sterren in zo'n groep, de dynamica en de ermee samenhangende kwestie van de stabiliteit, zullen wij echter buiten beschouwing laten.

In deel 3, III.5.3 is al over de betekenis van het Hertzsprung-Russell-diagram en het kleur-magnitudediagram geschreven. Een soortgelijk diagram voor een sterrenhoop kan ons veel informatie over afstand en leeftijd verschaffen. Als abscis (dat is in de x-richting) zij de kleurindex $B–V$, en als ordinaat (in de y-richting) de absolute visuele magnitude M_v

uitgezet. In het geval van een sterrenhoop bevinden zich alle sterren op nagenoeg dezelfde afstand van ons. Omdat er tussen de absolute en de schijnbare magnitude de relatie

$$M_v = m_v + 5 - 5 \log r - \text{absorptie}$$

bestaat, wordt bij vervanging van de absolute magnitude door de schijnbare magnitude en bij verwaarlozing van de absorptie het kleur-magni-



Afb. 6 Kleur-magnitudediagrammen van zeven open sterrenhopen en van twee bolvormige sterrenhopen. De pijl geeft de richting aan van de interstellaire absorptie.

tudediagram slechts in verticale richting verschoven en blijft de onderlinge positie van de individuele sterren behouden. De interstellaire absorptie bewerkt in zo'n diagram een verschuiving in de x-richting ten bedrage van het kleurexces en in de y-richting ten bedrage van de absorptie in het visuele licht. Neemt men een waarde 3 aan voor de reeds eerder genoemde factor waarmee het kleurexces moet worden vermenigvuldigd om de visuele absorptie te verkrijgen, dan vindt de verschuiving door absorptie plaats in de richting van de pijl in afb. 6.

Kent men de afstand en de interstellaire absorptie, dan kan men de diagrammen van een aantal sterrenhopen op elkaar superponeren en de verschillen tussen de diagrammen bestuderen; zie afb. 6.

In combinatie met de resultaten van de theorie van de stellaire evolutie (zie deel 3, III.5.3) kan uit de genoemde verschillen een schatting worden gemaakt van de leeftijd van de desbetreffende sterrenhopen.

Hierbij blijkt, dat de associaties tot de jongste groepen van sterren behoren, daarna volgen in leeftijd de open sterrenhopen waarvan de meeste, echter niet alle, tot de jongere groepen kunnen worden gerekend. Tenslotte vormen de bolvormige sterrenhopen de oudste groep onder de sterrenhopen. Voor de hiermee samenhangende uiterst belangwekkende resultaten omtrent de evolutie van sterren en sterrenhopen wordt verwezen naar deel 3, III.5.4.

Voor de bepaling van de afstand van sterrenhopen kan men de omgekeerde weg bewandelen. Uit het bedrag waarmee een kleur-magnitudediagram in de V- en in de B-V-richting moet worden verschoven om een zo goed mogelijke superpositie, bijvoorbeeld van de hoofdserie van een sterrenhoop met die van een andere sterrenhoop met bekende afstand te verkrijgen, vindt men de absorptie en de afstand. Als standaard-diagram voor deze procedure wordt het diagram van de Hyaden gebruikt, omdat de afstand van deze sterrenhoop op grond van de beweging ervan (zie deel 4, I.2.4) vrij nauwkeurig bekend is en de absorptie wegens de nabijheid gelijk aan nul kan worden gesteld.

Vanwege het verschil in leeftijd tussen de te vergelijken sterrenhopen zal men een zodanig deel van de hoofdserie voor de superpositie moeten gebruiken, dat de invloed van de evolutie er nog niet merkbaar is. De betrouwbaarheid van de afstandsbepaling en vooral van de scheiding van de invloeden van afstand en absorptie wordt veel groter als men behalve een M_V, B–V-diagram ook een M_V, U–B-diagram beschouwt. Hierbij is U–B, naast de gebruikelijke B–V, een tweede kleurindex die gelijk is aan een magnitude U in het ultraviolette licht min de B magnitude, die door de intensiteit van het blauwe licht wordt bepaald. Zie deel 1, II.9.3.

I.4 DE ROTATIE VAN HET MELKWEGSTELSEL

I.4.1 *Uit de bewegingen van sterren en sterrenhopen*

In 1918 gelukte het Shapley van een aantal bolvormige sterrenhopen de afstanden te bepalen. Het bleek, dat zij geconcentreerd zijn rond een ver verwijderd punt in het melkwegvlak in de richting van het sterrenbeeld 'de Schutter'. De afstand tot dit punt is volgens moderne bepalingen 10 000 parsec. Shapley meende, dat het stelsel van de bolvormige sterrenhopen een onderdeel is van het gehele melkwegstelsel en dat dit zich dus veel verder uitstrekt dan de door Kapteyn gevonden grenzen. Lindblad ging nog een stap verder en onderstelde, dat het centrum van de bolvormige sterrenhopen tevens dat van het gehele sterrenstelsel is en het middelpunt van een algemene rotatie van alle sterren. De eerste onderstelling is bevestigd door onderzoekingen van de ruimtelijke verdeling van bepaalde soorten sterren. De gedachte aan een algemene rotatie wordt gemakkelijk gewekt door de waargenomen afplatting van het stelsel (zie ook hieronder). Het nieuwe gezichtspunt maakt de bewegingsverschijnselen van de sterren in de zonsomgeving direct veel begrijpelijker.

Het is, alsof men het verkeer op een druk kruispunt eerst bekeken heeft vanuit een meerijdend voertuig, en het daarna in vogelvlucht overziet: het eerste chaotische beeld maakt plaats voor de regelmaat van de verkeersstromen. Net zo gaat het in het melkwegstelsel: de regelmatige verkeersstroming is de algemene rotatie in het melkwegvlak om het verre centrum; wat wij eerst zagen, zijn de relatieve bewegingen die ellipsoïdaal verdeeld zijn ten opzichte van het zelf mee roterende zwaartepunt van de sterren in de omgeving van de zon.

Oort heeft aan de hand van waarnemingen de hypothese van Lindblad een stevige basis gegeven. Hij toonde aan, dat de algemene rotatie zich openbaart in de gemiddelde bewegingen van de verre sterren in het door ons overziene gebied, ten opzichte van de sterren in de naaste omgeving van de zon. Bovendien werkte hij de door Lindblad geopperde samenhang van de snelheidsverdeling en het verband met de asymmetrische verdeling van de hoge snelheden en met de dichtheidsverdeling uit.

Doordat in het zonnestelsel de zon haast alle massa van het stelsel bevat, is de aantrekkende kracht omgekeerd evenredig met het kwadraat van de afstand van de planeten en neemt hun snelheid af met toenemende baanstraal. Als de massa van het zonnestelsel niet in de zon was geconcentreerd, maar gelijkmatig verspreid over een groot discusvormig gebied met hetzelfde middelpunt, het symmetrievlak in het baanvlak van de planeten en reikend tot voorbij Pluto's baan, zou de aantrekkende kracht evenredig zijn aan de afstand van de planeten en de snelheid in de baan

eveneens, waardoor alle omloopstijden dezelfde werden en de onderlinge configuraties onveranderlijk. Tussen deze twee uitersten liggen de verhoudingen in het melkwegstelsel, waarin een groot deel van de massa rondom het centrum ligt.

De sterren op grotere afstand van het centrum dan de zon hebben in het algemeen een langere omloopstijd en die dichter bij het centrum een kortere omloopstijd dan de sterren nabij de zon.

Evenals in het planetenstelsel, neemt dus de snelheid van de sterren af met toenemende afstand van het centrum. Dit verschijnsel heet de differentiële galactische rotatie.

De rotatiesnelheid, uitgedrukt als functie van de afstand van het melkwegcentrum, noemt men de rotatiekromme. Onder cirkelsnelheid (of cirkelbeweging) verstaat men de snelheid (of de beweging met die snelheid) waarbij de centrifugale kracht in evenwicht is met de gravitatiekracht.

Hoe is nu de samenhang tussen deze rotatie en de waarneembare componenten van de beweging der sterren? Waarneembaar zijn de eigenbeweging en de radiële snelheid (zie deel 4, I.2.2). Wij beschouwen een ster S in het vlak van het melkwegstelsel (zie afb. 7) op een afstand r van de zon en R van het centrum, waarbij r veel kleiner is dan R, zodat wij R ongeveer gelijk kunnen stellen aan de afstand R_o van de zon van het centrum. Ook is de hoek φ tussen zon en ster, gezien vanuit het centrum, klein, zodat $\cos\varphi = 1$. Verder geldt $\sin\varphi = \frac{r}{R_o}\sin l$, waarin l de galactische lengte van de ster is. De rotatiesnelheid zij Θ_o voor de zon en $\Theta_o + d\Theta_o$ voor de ster.

Voor deze laatste kan men schrijven

$$\Theta_o + \frac{\partial\,\Theta_o}{\partial\,R}\,dR = \Theta_o - \frac{\partial\,\Theta_o}{\partial\,R}\,r\cos l.$$

Het verschil in radiële snelheid tussen zon en ster is gelijk aan de waargenomen radiële snelheid en aldus:

Plaat 1 Boven: de noordelijke melkweg; onder: de zuidelijke melkweg (volgens Pannekoek).

Plaat 2 De melkweg in het sterrenbeeld de Schorpioen.

$$V_r = \Theta_o \sin l - (\Theta_o - \frac{\partial \Theta_o}{\partial R} r \cos l) \cos [90^\circ - (l + \varphi)] =$$

$$= \Theta_o \sin l - (\Theta_o - \frac{\partial \Theta_o}{\partial R} r \cos l) \sin (l + \varphi) =$$

$$= \Theta \sin l - (\Theta_o - \frac{\partial \Theta_o}{\partial R} r \cos l) (\sin l + \cos l \frac{r}{R} \sin l) =$$

$$= - \Theta_o \frac{r}{R} \sin l \cos l + \frac{\partial \Theta_o}{\partial R} r \sin l \cos l + \frac{r^2}{R} \frac{\partial \Theta_o}{\partial R} \sin l \cos^2 l,$$

en na verwaarlozing van de laatste term is:

$$V_r = \frac{1}{2} (\frac{\Theta_o}{R} - \frac{\partial \Theta_o}{\partial R}) r \sin 2 l$$

$$= A r \sin 2 l.$$

Voor de transversale snelheid krijgt men op soortgelijke wijze:

$$V_t = (\Theta_o - \frac{\partial \Theta_o}{\partial R} r \cos l) \cos (l + \varphi) - \Theta_o \cos l =$$

$$= (\Theta_o - \frac{\partial \Theta_o}{\partial R} r \cos l) (\cos l - \sin^2 l . \frac{r}{R}) - \Theta_o \cos l =$$

$$= - \frac{\partial \Theta_o}{\partial R} r \cos^2 l + \frac{\partial \Theta_o}{\partial R} \frac{r^2}{R} \sin^2 l \cos l - \Theta_o \frac{r}{R} \sin^2 l,$$

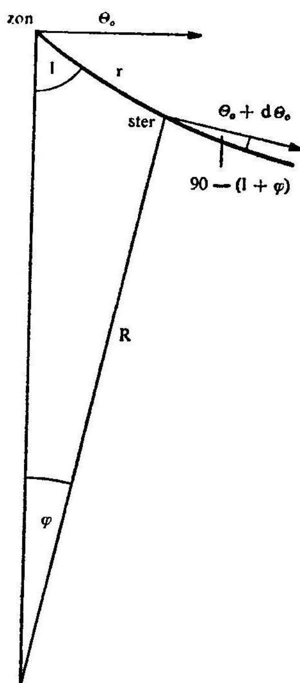
en na verwaarlozing van de term met $\frac{r^2}{R}$

$$V_t = \frac{1}{2} r (\frac{\Theta_o}{R} - \frac{\partial \Theta_o}{\partial R}) \cos 2 l - \frac{1}{2} r (\frac{\Theta_o}{R} + \frac{\partial \Theta_o}{\partial R}) =$$

$$V_t = B r + A r \cos 2 l.$$

Plaat 3 De Plejaden, een open sterrenhoop.

Plaat 4 De bolvormige sterrenhoop M 3.



Afb. 7 Differentiële galactische rotatie. Θ_0 = rotatiesnelheid bij de zon; $\Theta_0 + d\Theta_0$ = rotatiesnelheid bij de ster.

Voor de component μ_l van de eigenbeweging in de richting van de galactische lengte geldt dan:

$$\mu_l = 4{,}74\,(B + A \cos 2\,l).$$

De constanten A en B heten de constanten van Oort.

De beide relaties laten zien, dat zowel de radiële snelheden als de eigenbewegingen als gevolg van de differentiële galactische rotatie een dubbele sinusgolf met de galactische lengte vertonen. Men moet echter in het oog houden, dat iedere ster behalve deze beweging nog de systematische invloed ondergaat van de zonsbeweging en bovendien een individuele of peculiaire beweging heeft. Met behulp van de beide relaties kan men de constanten A en B bepalen. In de relatie voor de radiële snelheid is de constante A vermenigvuldigd met de afstand r. Er is dus bij een onbekende, gemiddelde afstand van de beschouwde sterren slechts het produkt $A \cdot r$ te bepalen. Een zodanige bepaling is alleen mogelijk als de afstanden

van de beschouwde sterren betrekkelijk weinig van elkaar verschillen.

Met een veronderstelling voor de waarde van A kan in sommige gevallen een gemiddelde afstand r van de beschouwde sterren worden gevonden.

Beide relaties zijn slechts benaderingen, zoals reeds bij de afleiding was gebleken.

De meest waarschijnlijke waarden voor de constanten, die de rotatie en ook de dimensie van het melkwegstelsel vastleggen, zijn:

de afstand van de zon van het centrum $R_0 = 10$ kpc;
de cirkelsnelheid bij de zon $\Theta_0 = 250$ km/sec;
de constanten der differentiële rotatie $A = +15$ km/sec·kpc,
en $B = -10$ km/sec·kpc.

I.4.2 *Rotatie uit de waarnemingen van de 21 cm-lijn*

De bepaling van de afstanden van de wolken neutraal waterstofgas en van de rotatie van het melkwegstelsel houden ten nauwste verband met elkaar; zie deel 4, II.

Uit de waarnemingen van bewegingen van sterren en sterrenhopen had men al in de jaren twintig een rotatiebeweging van het melkwegstelsel afgeleid; de 21 cm metingen laten een veel nauwkeuriger bepaling toe. Zoals in deel 4, II.5.3 wordt uiteengezet, kan men voor afstanden van het melkwegcentrum die kleiner zijn dan de afstand zon–centrum uit de 21 cm-lijn waarnemingen de rotatiekromme afleiden, wanneer men de lokale rotatiesnelheid en de afstand van de zon tot het melkwegcentrum kent. De rotatiekromme blijkt enigszins te verschillen voor de waarnemingen verricht aan het zuidelijk of aan het noordelijk halfrond (men neemt in beide gevallen overwegend gebieden aan verschillende kanten van de melkwegschijf waar); zie afb. 8. Men heeft deze discrepantie trachten te verklaren door een expansiesnelheid van de lokale spiraalarm ten opzichte van het melkwegcentrum van ongeveer 7 km/sec aan te nemen.



Afb. 8 Schematische doorsnede van het melkwegvlak, door het melkwegcentrum en loodrecht op de lijn zon-centrum.

Verder is het mogelijk, dat de massaverdeling in het melkwegstelsel niet axiaal-symmetrisch is, waardoor betrekkelijk grote afwijkingen van de cirkelbeweging mogelijk zijn. De rotatiesnelheden met behulp van radio-astronomische methoden verkregen variëren van 220 km/sec op 320 pc, 255 km/sec op 670 pc tot 215 km/sec op ongeveer 10 kpc van het middelpunt van het stelsel. Men kan zich de bewegingen in het melkwegstelsel voorstellen, door middel van een algemene differentiële rotatie, waarop lokaal andere snelheden gesuperponeerd zijn. Een algemene expansie is door optische waarnemingen niet bevestigd en stuit ook op theoretische bezwaren.

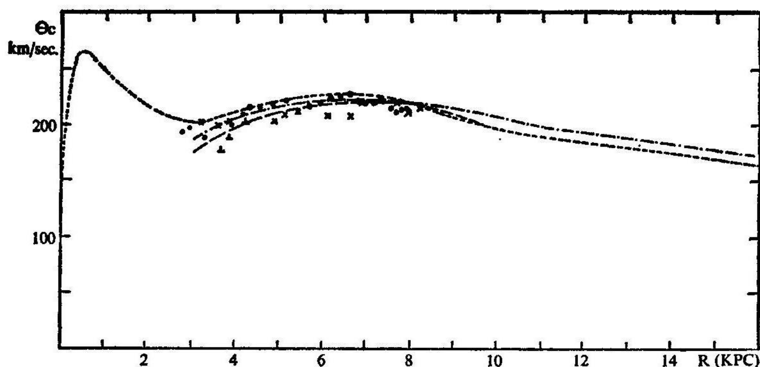
I.4.3 *Rotatiebepaling met behulp van een massamodel*

Voor afstanden groter dan 10 kpc van het centrum kan men voor het bepalen van de rotatie geen gebruik meer maken van de radiowaarnemingen. Bovendien hangt de bepaling van de rotatiekromme uit de radiowaarnemingen af van de afstand R_0 van de zon van het centrum en van de rotatiesnelheid Θ_0 ter plaatse van de zon. In het bijzonder voor de bepaling van deze laatste heeft men goede bepalingen nodig van de constanten van Oort.

De constante A bepaalt men uit de radiële snelheden van jonge sterren of sterrenhopen. De afstand R_0 vindt men uit de dichtheidsverdeling van bepaalde typen sterren en sterrenhopen en de overweging, dat deze dichtheid in de buurt van het melkwegcentrum een maximum zal vertonen. De verhouding A/B wordt eveneens uit de snelheden van sterren bepaald, terwijl het produkt AR_0 uit de 21 cm waarnemingen volgt. Met deze gegevens is men in staat de rotatiekromme voor R kleiner dan 10 kpc af te leiden, waaruit onmiddellijk de radiële kracht $K(R)$ per eenheid van massa volgt. Uit het verloop van deze kracht als functie van de afstand tot het centrum, berekent men dan met behulp van een reeksontwikkeling de massaverdeling in het melkwegvlak. Deze massaverdeling wordt dan geëxtrapoleerd naar afstanden groter dan 10 kpc, waarna de rest van de rotatiekromme kan worden berekend (zie afb. 9).

I.5 DE INTERSTELLAIRE MATERIE

In het voorafgaande zijn wij reeds herhaaldelijk de interstellaire materie tegengekomen, zij het dan vooral als een hinderpaal bij de bepaling van afstanden. De interstellaire materie is echter ook een zeer wezenlijk bestanddeel van het melkwegstelsel. Voor een belangrijk deel heeft het onderzoek van deze materie plaats met radioastronomische methoden.



Afb. 9 Mogelijke rotatiekromme van het melkwegstelsel.
. . . . . . (R < 10 kpc) uit 21 cm-lijn waarnemingen op het noordelijk halfrond
. . . . . . (R > 10 kpc) uit massa-model berekeningen
– – – – – – uit 21 cm-lijn waarnemingen op het zuidelijk halfrond
–·–·–·–·–·– wanneer de omgeving van de zon een naar buiten gerichte snelheid heeft.

Het is dan ook mede hierom dat er een afzonderlijk hoofdstuk aan de interstellaire materie wordt besteed; zie deel 4, II.

Op deze plaats willen wij volstaan met een opsomming van de veelvuldige verschijnselen die op het bestaan van de interstellaire materie wijzen:

1 Foto's van de melkweg, zoals in de atlassen van Barnard en van Ross en Calvert (zie plaat 2), laten duidelijk zien dat er in de melkweg zowel donkere als lichte nevels voorkomen. Lichtende nevels komen voor in de nabijheid van zeer heldere, hete sterren.

Het bestaan van donkere wolken, dus wolken die het licht van de erachter liggende sterren verzwakken, wordt duidelijk door tellingen van het aantal sterren in gebieden met en zonder absorptie.

2 Foto's van extragalactische sterrenstelsels laten ook donkere en lichte wolken zien. In een aantal stelsels (zie bijvoorbeeld plaat 5) is er duidelijk een absorberende laag in het vlak van het stelsel zichtbaar.

3 Het aantal extragalactische stelsels per eenheid van oppervlak aan de hemelbol neemt bij benadering van de galactische equator sterk af. In een laag aan weerszijden van deze equator is geen enkel extragalactisch stelsel te zien. Deze waarnemingen zijn te verklaren door de aanwezigheid van een laag absorberende materie met een dikte van enkele honderden parsec in het vlak van het melkwegstelsel.

4 Hete, heldere sterren, bijvoorbeeld van het spectraaltype *B*, die zich op grote afstand bevinden, hebben vaak een grotere kleurindex dan soortgelijke sterren in de nabijheid van de zon. Dit verschijnsel wijst op een selectieve absorptie, dat is een absorptie die van de golflengte van het licht afhangt en met afnemende golflengte toeneemt (zie de definitie van kleurindex en kleurexces in deel 3, I.2.5).

De wijze waarop de absorptie van de golflengte afhangt, geeft enige aanwijzing omtrent de dimensies van de deeltjes die de absorptie tot stand brengen. In eerste benadering is de absorptie omgekeerd evenredig met de golflengte.

5 In het spectrum van sommige sterren, vooral op lage galactische breedte en grote afstand, komen enkele absorptielijnen voor, die wijzen op een radiële snelheid van de materie, die deze absorptielijnen tot stand brengt, die verschilt van die van de ster zelf. Bij spectroscopische dubbelsterren is het bijzonder duidelijk, dat deze spectrale lijnen niet op de ster zelf ontstaan. Zij tonen namelijk niet de periodieke verandering van de radiële snelheid van de sterlijnen, die van de baanbeweging van de ster (of van beide sterren) afkomstig is. Bij deze interstellaire spectrale lijnen betreft het lijnen die afkomstig zijn van verschillende elementen, in het bijzonder van geïoniseerd calcium en van natrium.

Niet al deze lijnen, onder andere ook een absorptieband, heeft men kunnen identificeren. In spectra met een groot oplossend vermogen (dispersie) zijn vaak verscheidene interstellaire componenten van één lijn waargenomen. Dit duidt erop, dat zich in de ruimte tussen de ster en de zon 'wolken' bevinden, die onder meer Ca^+ of Na bevatten.

6 In het gebied van de radiostraling, bij een golflengte van 21 cm, wordt een emissielijn – in enkele bijzondere gevallen een absorptielijn – afkomstig van neutraal waterstofgas waargenomen. Dit gas bevindt zich in de interstellaire ruimte en is sterk geconcentreerd naar het vlak van het melkwegstelsel. Het komt voor in wolken die men kan opvatten als delen van spiraalarmen in het melkwegstelsel.

Een aantal andere spectrale lijnen van interstellaire waterstof – de zogenoemde recombinatielijnen – zijn in de laatste jaren gevonden.

Radioastronomische waarnemingen wijzen ook op de aanwezigheid van gebieden van geïoniseerd waterstof en in de jongste tijd ook van OH-, H_2O- en H_2CO-moleculen in de interstellaire ruimte. De gebieden van geïoniseerd waterstof kunnen ook optisch als lichte nevels worden waargenomen.

I.6 DE RUIMTELIJKE VERSPREIDING VAN DE STERREN

I.6.1 *De statistische methode*

In deel 4, I.1 is al gezegd, dat Herschel zich anderhalve eeuw geleden met behulp van tellingen van sterren reeds een beeld trachtte te vormen van de verspreiding van de sterren in de ruimte. Kapteyn, Von Seeliger en anderen hebben ongeveer een eeuw later deze methoden verfijnd en kwamen zodoende tot een schematisch beeld van de opbouw van het melkwegstelsel.

De grondslag van deze statistische methode willen wij hier in het kort schetsen:

Stel $\varphi(M_v)\,\mathrm{d}M_v$ = het aantal sterren per kubieke parsec met een absolute magnitude tussen M_v en $M_v + \mathrm{d}M_v$. φ is dus de verdelingsfunctie van de absolute magnituden, vaak ook de lichtkracht-wet genoemd;

$D(r)$ = het aantal sterren per kubieke parsec als functie van de afstand r van de zon, ofwel de sterdichtheid;

$A(m)\,\mathrm{d}m$ = het aantal sterren – aan de hemel – per vierkante graad met een schijnbare magnitude tussen m en $m + \mathrm{d}m$;

$a(m, r)\,\mathrm{d}m\,\mathrm{d}r$ = het aantal sterren per vierkante graad in een bolschil begrensd door de stralen r en $r + \mathrm{d}r$ en met een schijnbare magnitude tussen m en $m + \mathrm{d}m$.

Indien verder M_v wordt vervangen door $m_v + 5 - 5 \log r$ — abs, (zie I.2.5), dan is

$$a(m, r)\,\mathrm{d}m\,\mathrm{d}r = \omega\, r^2 D(r)\, \varphi\,(m_v + 5 - 5 \log r - \text{abs})\,\mathrm{d}m\,\mathrm{d}r,$$

waarin de ruimtehoek $\omega = \dfrac{4\pi}{41253}$ is; en

$$A(m)\mathrm{d}m = \mathrm{d}m \int_0^\infty a(m, r)\,\mathrm{d}r$$

$$A(m) = \int_0^\infty r^2 D(r)\, \varphi\,(m + 5 - 5 \log r - \text{abs})\,\mathrm{d}r.$$

Deze betrekking werd de fundamentele vergelijking van de statistische sterrenkunde genoemd. Het is een integraalvergelijking waaruit $D(r)$ als onbekende is op te lossen.

Het aantal sterren $A(m)$ kan uit stertellingen worden bepaald. De lichtkrachtwet $\varphi\,(M_v)$ kan uit de sterren in de omgeving van de zon worden afgeleid. De verandering van $\varphi\,(M_v)$ met de positie in het melkwegstelsel is veel moeilijker te vinden; men heeft dan ook in vele gevallen veronder-

steld dat φ (M_v) in het hele stelsel dezelfde functie is. Dat dit niet het geval is, zal hieronder nog duidelijk worden.

De dichtheid bij de zon kan men als eenheid nemen, dus $D(0) = 1$. Verder werd $D(r)$ als onafhankelijk van de absolute magnitude aangenomen. Ook deze veronderstelling is niet juist.

Er zijn tal van analytische methoden ter oplossing van de vergelijking voorgesteld en beproefd. Een numerieke oplossing verdient echter in het algemeen de voorkeur.

Het resultaat van de eerste systematische toepassing van deze methode was het zogenoemde Kapteyn-stelsel. Het in aanmerking nemen van de interstellaire absorptie en het gebruik van uitgebreider en meer nauwkeurige gegevens wijzigde dit beeld; men kwam tot een tweede schematische voorstelling van het stelsel, zoals reeds in deel 4, I.1 werd geschetst; zie ook afb. 1.

I.6.2 *De verschillende bevolkingstypen (populaties)*

Men kan tot veel nauwkeuriger en gedetailleerder resultaten komen, als men de formule toepast op sterren van een bepaald spectraal type of een nog fijnere onderverdeling maakt volgens spectraal type en lichtkrachtklasse. Dan zal ook voldaan zijn aan de bovengenoemde twee veronderstellingen, namelijk de onafhankelijkheid van $\varphi(M_v)$ van de positie en van $D(r)$ van de absolute magnitude; er worden dan immers slechts sterren in een betrekkelijk klein gebied van M_v beschouwd.

Het algemene resultaat van de nieuwe onderzoekingen met een min of meer statistische methode was dat de verschillende soorten sterren ieder zijn eigen, typische, verspreiding in de ruimte bleek te hebben. Met name bleek de concentratie van de sterren zowel naar het vlak van het stelsel als ook naar het centrum van soort tot soort te veranderen. Op de bijzonderheden hiervan zal later nog nader worden ingegaan.

W. Baade (1893-1960) deed in 1944 het voorstel, de sterren en ook sommige stersystemen in te delen in twee groepen: de bevolkingstypen I en II – ook wel populaties genoemd. Oorspronkelijk berustte deze indeling op fysische eigenschappen, maar reeds spoedig bleek een duidelijke samenhang met de ruimtelijke verspreiding, met de kinematische eigenschappen en met de leeftijd.

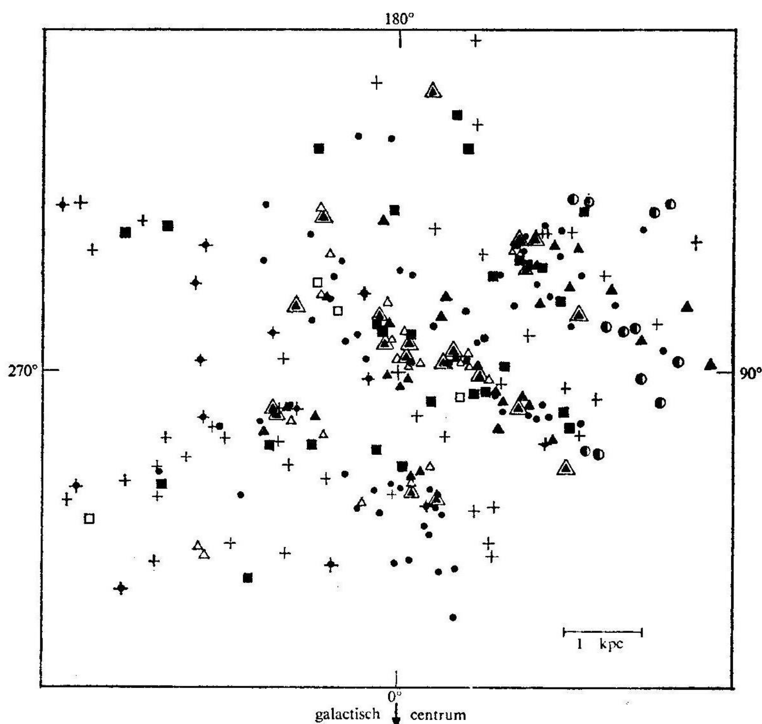
Tot type I behoren de sterren met een sterke concentratie naar het vlak van het stelsel; tot type II die welke veel minder naar het vlak maar wel enigszins naar het centrum zijn geconcentreerd. Hiermee corresponderend hebben type II-sterren een hoge, type I-sterren een lage snelheid ten opzichte van de sterren in de buurt van de zon, en wel vooral in de richting van de galactische rotatie. Dit wil zeggen, dat de rotatiesnelheid van de

type II-sterren veel lager is dan die van de type I-sterren. Type I-sterren hebben volgens hun spectrumlijnen relatief een groter gehalte aan metalen dan type II-sterren. Type I-sterren zijn jonge, type II-sterren oude sterren

Intussen bleek deze indeling in slechts twee typen een te grote vereenvoudiging te zijn. Op een in 1957 in Rome gehouden conferentie heeft men het schema van Baade uitgebouwd en een meer gedifferentieerde indeling gegeven; zie de tabel in deel 4, I.7.

I.6.3 *De jonge sterren (spectrale klassen O en B)*

In het voorafgaande zijn de vele methoden ter bepaling van afstanden van



Afb. 10 De verspreiding van de jonge sterren in het vlak van het melkwegstelsel geprojecteerd (volgens Schmidt Kaler, *Zeitschrift für Astrophysik*, **58**, 217, 1964). ■ en ● = Be, Boe, Bo. 5e-sterren; ◐ = Ble-sterren; ▲ = open sterrenhopen met O tot B2-sterren; △ = open sterrenhopen met Hα-gebieden; + = absoluut helderste Cepheïden.

individuele sterren en van groepen sterren uitvoerig besproken. Dit is gedaan, omdat wij ons slechts met behulp van een nauwkeurige kennis van afstanden een juist beeld kunnen vormen van de opbouw van het melkwegstelsel. In het volgende zal de ruimtelijke verspreiding van de diverse soorten sterren behandeld worden.

Laten wij eerst de sterren van de spectrale typen O en B beschouwen. Deze sterren zijn absoluut zeer helder en kunnen tot op relatief grote afstand waargenomen worden. De meerderheid van deze sterren komt voor in de associaties en open sterrenhopen. Men kan berekenen dat alle oorspronkelijk verbonden geweest moeten zijn met een van deze groepen. Aan de hemelbol zijn deze sterren zeer sterk geconcentreerd naar de galactische equator.

Er is echter een frappante uitzondering: de schijnbaar helderste, dus meest nabije sterren zijn geconcentreerd naar een grote cirkel, de zogenoemde gordel van Gould, die een helling van bijna 20° heeft ten opzichte van de galactische equator. Men zal deze sterren moeten beschouwen als een lokale groep.

Daar de O- en B-sterren in groepen voorkomen, is de kalibratie van hun absolute magnituden en aldus de afstandsschaal relatief nauwkeurig bekend. Dit geldt dan uiteraard ook voor de groepen waarin deze O- en B-sterren voorkomen.

Afbeelding 10 laat voor de zeer jonge sterren – dat zijn de sterren met een spectraaltype vroeger dan B3 – de posities zien, en wel geprojecteerd op het melkwegvlak. Wij zien, dat deze sterren voorkomen in drie langgerekte stroken of lanen, die wij als delen van drie spiraalarmen kunnen opvatten. De zon bevindt zich aan de rand van de tweede spiraalarm, aan de zijde van het centrum van het stelsel.

Een soortgelijke verdeling vindt men ook voor die open sterrenhopen, waarvan de helderste sterren van hetzelfde zeer vroege spectraal type zijn, en eveneens voor de gebieden van geïoniseerd waterstof, die zich vaak in de nabijheid van deze zelfde sterren bevinden. De posities van de drie genoemde objecten zijn dus niet geheel onafhankelijk van elkaar.

I.6.4 *Het neutrale waterstofgas en het interstellaire stof*

In deel 4, I.2 en 4, en II.5 is vrij uitvoerig beschreven hoe de afstanden van de wolken neutraal waterstofgas worden bepaald. Men maakt hierbij gebruik van de radiostraling die het waterstofatoom uitzendt met een golflengte van 21,1 cm. Onder de veronderstelling dat in de melkweg een bepaalde wetmatigheid (de zogenoemde rotatiekromme) bestaat tussen de afstand tot het melkwegcentrum en de rotatiesnelheid, kan men de afstand van de emitterende atomen afleiden. Hierbij doen zich uiteraard

een aantal onzekerheden voor: de rotatiekromme is uit de waarnemingen afgeleid en er zijn grote afwijkingen van de cirkelbeweging (zie deel 4, I.4.1) mogelijk; bovendien heeft het gas vaak een eigen beweging gesuperponeerd óp de rotatiebeweging.

Een en ander kan leiden tot een verkeerd beeld van de afstand van het gas en dus van de structuur van het melkwegstelsel. De afwijkingen van de cirkelbeweging kunnen worden veroorzaakt door niet cirkel-symmetrische verdeling van de massa en (of) door magnetische velden.

Gaat men uit van een cirkelbeweging van alle componenten in het melkwegstelsel, dan vindt men uit de waarnemingen op het noordelijk halfrond een vrij asymmetrische verdeling van het waterstofgas.

Het vermoeden lijkt gerechtvaardigd, dat een ander rotatiemodel moet worden gebruikt. Men kan bijvoorbeeld nagaan wat het effect is van een beweging van de lokale spiraalarm met circa 7 km/sec van het melkwegcentrum vandaan. Een dergelijk model voldoet beter, maar een bewijs van deze snelheid uit de optische waarnemingen ontbreekt. Het resultaat wordt gegeven in afb. 28 in deel 4, II.5.3, waarbij de spiraalstructuur van de waterstofarmen duidelijk is.

Het melkwegstelsel schijnt een vrij strak opgewonden spiraal te zijn met bijna cirkelvormige spiraalarmen; het is niet duidelijk of de armen 'slepen' dan wel 'vooruit lopen'. Er zijn veel onregelmatigheden, maar wáár die voorkomen in het melkwegstelsel, is niet duidelijk.

De donkere wolken en de selectieve absorptie (deel 4, I.5 en II.3.2) wijzen erop dat naast het waterstofgas ook stofdeeltjes in de interstellaire ruimte aanwezig zijn. De orde van grootte van deze deeltjes schat men op 10^{-4} tot 10^{-5} cm, indien het ijs- of grafietdeeltjes betreft en op enkele orden van grootte minder in het geval van macromoleculen.

De verdeling van het stof volgt in de omgeving van de zon vrij nauwkeurig de waterstofarm en men vermoedt dat dit ook in andere delen van het melkwegstelsel het geval is. Ook is zeker, dat het stof in sterke mate inhomogeen verdeeld is.

Beide componenten, gas en stof, bevinden zich in een zeer vlakke schijf. De waterstofschijf is ongeveer 160 pc dik, dat wil zeggen: op 80 pc van de maximale dichtheid is de dichtheid nog maar de helft. Dit geldt voor de lokale arm; het centrale gedeelte is waarschijnlijk nog dunner: 80 pc, terwijl voor afstanden groter dan 12 kpc de waterstoflaag enige honderden parsec dik wordt. De schijf is bijzonder vlak; over een afstand van 7 kpc is er vrijwel geen afwijking groter dan 20 pc. Voorbij de afstand van 7 kpc tot het middelpunt vertoont de waterstoflaag een afwijking van het vlak; deze afwijking is aan weerszijden van het centrum in tegengestelde richting (afb. 8). Men heeft dit wel trachten te verklaren met behulp van de

getijdenwerking van de Magellaanse Wolken, maar dit lijkt onvoldoende. Een andere mogelijke verklaring is een ongelijkmatige druk uitgeoefend op het melkwegstelsel door een hypothetisch intergalactisch medium.

Bij een vergelijking van de spiraalstructuur van het neutrale waterstofgas met die van de zeer jonge sterren (zie deel 4, I.4.3) valt op dat de delen van spiraalarmen die men uit de verspreiding van deze sterren kan afleiden, veel meer van een cirkelvorm afwijken dan de waterstofarmen (vergelijk afb. 9 met afb. 28 in deel 4, II.5.3).

I.6.5 *Type I-Cepheïden, late B- en A-sterren*

Zodra men objecten beschouwt van een iets hogere leeftijd, blijkt dat er slechts weinig van een concentratie in spiraalarmen valt waar te nemen. Uit de posities van de late B-sterren en de open sterrenhopen met deze sterren als helderste sterren is het bestaan ervan nauwelijks af te leiden. Bij de A-sterren is ten hoogste nog een iets grotere dichtheid in de buurt van de spiraalarm, die zich even buiten de positie van de zon bevindt, te bespeuren.

Ook de type I-Cepheïden worden als relatief jonge sterren beschouwd. Men neemt aan dat deze sterren jonger zijn naarmate de absolute helderheid ervan groter, en, daarmee samenhangend, de periode langer is. Het schijnt dan ook dat bij de absoluut allerhelderste veranderlijken van deze groep een aanduiding van spiraalarmen aanwezig is.

De bovengenoemde objecten zijn alle relatief jong; zij hebben een sterke concentratie naar het vlak van het stelsel, maar, voor zover waarneembaar, nauwelijks naar het centrum. Naarmate men tot sterren van hogere leeftijd overgaat, bijvoorbeeld langs de hoofdserie van B tot A en verder via F, G, tot de K-dwergen, wordt de genoemde concentratie tot het vlak geleidelijk minder. Deze zwakkere sterren kan men uiteraard niet tot op zeer grote afstand als zodanig waarnemen.

Over de verspreiding van de gewone, meest voorkomende sterren zijn veel minder bijzonderheden bekend, al zijn er wel talrijke pogingen gedaan, deze sterren in groepen, bijvoorbeeld volgens de chemische samenstelling, onder te verdelen en daarna de kinematische eigenschappen nader te onderzoeken. In het begin van de jaren vijftig heeft N. Roman met behulp van een onderzoek van de spectra van een groot aantal 'gewone sterren', meest F, G en K sterren van de hoofdserie en van de reuzentak, deze sterren volgens de sterkte der metaallijnen verdeeld in twee groepen, die zij de 'weak-line'- en 'strong-line'-sterren noemde.

De 'strong-line'-sterren hebben de eigenschappen die meer met bevolkingstype I overeenkomen, zoals lage snelheden en een grote dichtheid in de nabijheid van het vlak, dan de 'weak-line'-sterren. Deze meer

algemene stersoorten hebben de eigenschappen van de extreme typen I en II in minder uitgesproken mate.

I.6.6 *Late-type sterren*

Wat de sterren van nog later spectraal type, de M-dwergen en ook de M, C en S-reuzen betreft, is de situatie nog niet geheel duidelijk. Bij de dwergsterren behoren de M-sterren met emissielijnen in het spectrum waarschijnlijk tot type I. Dit geldt ook voor de meeste superreuzen.

De late typen reuzen, waartoe ook de langperiodieke veranderlijke sterren behoren, zal men nog nader moeten onderzoeken. Vermoedelijk zullen deze sterren volgens de chemische samenstelling en in het geval van de veranderlijken ook volgens de periode van de lichtwisseling tot groepen met verschillende ruimtelijke verspreiding en kinematische eigenschappen behoren.

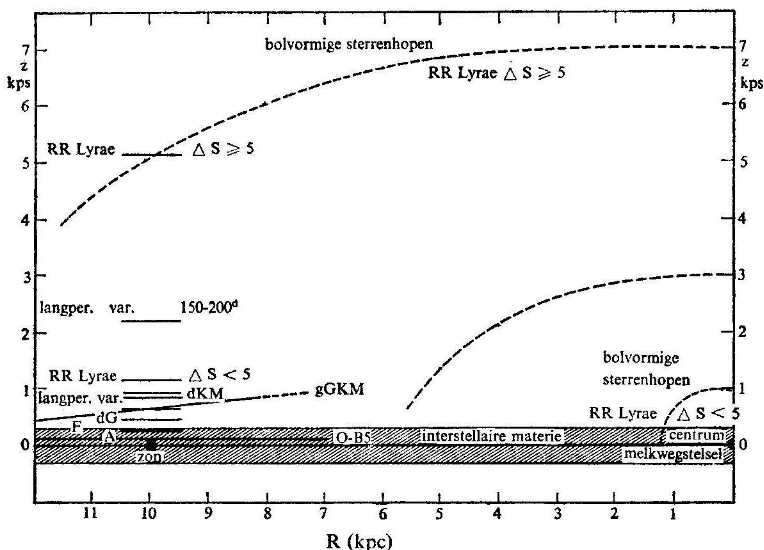
I.6.7 *RR Lyrae-sterren*

Voor de sterren van de extreme populatie II, vooral de veranderlijke sterren van het type RR Lyrae en voor de bolvormige sterrenhopen, zijn meer gegevens beschikbaar.

RR Lyrae-sterren zijn veranderlijke sterren waarvan de lichtkromme ongeveer dezelfde vorm heeft als die van de Cepheïden, echter met een periode korter dan één dag. Zij komen behalve als individuele sterren veelvuldig in bolvormige sterrenhopen voor.

Men kan deze sterren in groepen verdelen volgens de amplitude, vorm en periode van de lichtkromme, maar ook volgens een spectrale index ΔS, die een maat is voor het metaalgehalte. De gemiddelde absolute visuele magnitude van deze sterren ligt tussen $+0{,}5$ en $+1{,}0$. Deze is afgeleid uit statistische parallaxen (zie deel 4, I.2.3) en met behulp van de bolvormige sterrenhopen door aansluiting van de hoofdserie in het kleur-magnitudediagram aan de Hyaden. Verscheidene onderzoekingen over de ruimtelijke verspreiding van de RR Lyrae-sterren zijn op dit ogenblik nog in bewerking. Het thans beschikbare materiaal laat zien dat er een sterke concentratie naar het centrum van het stelsel bestaat; de concentratie naar het vlak daarentegen is gering. Er zijn RR Lyrae-sterren waargenomen tot een hoogte van nagenoeg 20 kpc boven het vlak. Ook op grond van het feit dat sommige van deze sterren een snelheid hebben die misschien groter zou kunnen zijn dan de ontsnappingssnelheid uit het stelsel, bestaat de mogelijkheid dat enkele van deze sterren zich in de intergalactische ruimte bevinden.

Ook de kinematische eigenschappen komen overeen met die van een extreme populatie II.



Afb. 11 Verspreiding van enkele soorten sterren (volgens Blaauw, *Compendium on Stars and Stellar Systems*, vol. 5, chapter 20, 1965). Doorsnee door het melkwegstelsel loodrecht op het vlak van het stelsel en door de zon en het centrum. R = afstand tot het centrum, Z = afstand tot het vlak.

Maakt men een onderverdeling, dan blijken de sterren met een lager metaalgehalte de type II eigenschappen in meer uitgesproken mate te bezitten dan de sterren met een hoger metaalgehalte; zie afb. 11. Een tweede soort objecten van een extreme populatie II zijn de bolvormige sterrenhopen. Het onderzoek van deze sterrenhopen was destijds een van de aanleidingen om tot een nieuwe voorstelling van de dimensies van het melkwegstelsel te komen. Ruimtelijke verspreiding en kinematische eigenschappen zijn gelijk aan die van de RR Lyrae-sterren. Ook bij de bolvormige sterrenhopen zijn er verschillen in metaalgehalte vastgesteld. Er zijn allerlei interessante bijzonderheden, zoals de samenhang tussen de eigenschappen van de RR Lyrae-sterren in de bolvormige sterrenhopen, het kleur-magnitudediagram en de kinematische eigenschappen, waarvan een bespreking te ver zou voeren.

1.6.8 *Het magnetische veld en het kosmische stralingsgas*

a Het magnetische veld

Het magnetische veld in de melkweg wordt op indirecte wijze op verschillende manieren gemeten. Het interstellaire stof bestaat vermoedelijk uit microscopisch kleine deeltjes, langgerekt van vorm, en opgebouwd uit ijs en eventueel een grafietkern. Deze deeltjes kunnen dan onder andere door het magnetische veld worden gericht. Het licht van een ster wordt door deze gerichte korrels gepolariseerd op zijn weg door het stof. Uit de polarisatierichting van het sterlicht zoals wij dat op aarde waarnemen vindt men dan de richting van het magnetische veld. De schattingen van de grootte van de magnetische veldsterkte uit deze polarisatiewaarnemingen zijn nogal onbetrouwbaar.

Wanneer men het spectrum van de kosmische stralingselektronen kent, kan men uit de synchrotronstraling, die men waarneemt als continue radiostraling uit de melkweg en de halo, een waarde voor de magnetische veldsterkte afleiden. De richting vindt men niet uit de intensiteit van de synchrotronstraling, wel echter uit de richting waarin deze gepolariseerd is: de polarisatie van de radiostraling is loodrecht op de richting van het magnetische veld. Ook kan men uit de zogenoemde Faraday-rotatie van de radiostraling van de melkweg bij verschillende golflengten een schatting van de sterkte en de richting van het magnetische veld afleiden.

Men vindt dan, dat de richting van het magnetische veld in de buurt van de zon ongeveer dezelfde is als de richting van de lokale spiraalarm van de melkweg, waarin het zonnestelsel zich bevindt. De grootte van het magnetische veld is van de orde van 10^{-5} gauss, met een onzekerheid van een factor drie naar boven en naar beneden. Deze onzekerheid is van het grootste belang voor de dynamica van de gehele melkweg. Een illustratie van die onzekerheid wordt gegeven door de metingen van het Zeeman-effect bij de 21 cm-lijn van de neutrale waterstofwolken. Aangezien geen Zeeman-splitsing kon worden aangetoond, moet de veldsterkte minder dan 10^{-6} gauss in de wolken bedragen. Buiten de wolken kan het veld echter aanzienlijk sterker zijn.

b Het kosmische stralingsgas

Het kosmische stralingsgas bestaat uit protonen, elektronen en atoomkernen met zeer hoge energieën: tot 10^{17} eV en misschien nog meer. Zij worden direct hier op aarde waargenomen, en indirect via de radiostraling welke zij in de melkweg uitzenden bij het cirkelen rondom de magnetische veldlijnen (synchrotronstraling). Bovendien neemt men de afvalprodukten waar van de reacties die optreden als deze deeltjes de

dampkring van de aarde binnendringen (zie deel 4, IV). De kosmische stralingsdeeltjes bevinden zich niet alleen in de buurt van de zon, maar zij zijn door het gehele melkwegstelsel heen aanwezig. Hoewel er nog zeer veel discussie over is, neemt men tegenwoordig veelal aan, dat zij van galactische oorsprong zijn, en niet afkomstig uit radiostelsels of quasistellaire objecten; zie deel 4, I.13.

De continue achtergrondstraling van de melkweg beperkt zich niet tot het melkwegvlak, maar strekt zich ook tot ver daarbuiten uit. Daaruit kan men concluderen, dat de kosmische stralingsdeeltjes tot ver buiten het (relatief zeer dunne) melkwegvlak aanwezig zijn, evenals een magnetisch veld. De uitgebreidheid van deze halo staat nog niet geheel vast. Beschouwt men alleen de afname van de dichtheid in het interstellaire medium, de zogenoemde fysische halo, dan blijkt deze zich tot ongeveer 1 kpc boven het melkwegvlak uit te strekken (de diameter van het melkwegstelsel is ongeveer 30 kpc). De bovengenoemde radiohalo echter, strekt zich uit tot ongeveer 10 kpc boven het melkwegvlak. De meeste sterren zijn geconcentreerd in een laag van slechts enkele honderden parsec.

Voor de dynamica van het melkwegstelsel zijn een aantal waarnemingen aan de kosmische straling van groot belang.

Het energiespectrum van de elektronen wordt gegeven door

$I(E) \approx \text{constante} \times E^{-2}$ el cm^{-2} ster^{-1} GeV^{-1}.

De exponent van de energie is bij verschillende waarnemers iets verschillend. Bovendien wordt het spectrum beïnvloed door de zonnewind. Voor deeltjes met energie boven 100 MeV/kern is

I (kosmische straling) $\approx$ 0,3 deeltjes cm^{-2} sec^{-1} ster^{-1}

dit betekent ongeveer

N (kosmische straling) $\approx 1{,}6 \cdot 10^{-10}$ deeltjes cm^{-3}

en een energiedichtheid van

W (kosmische straling) $\approx$ 0,6 eV cm^{-3}.

De oorzaak van het ontstaan van deze energierijke deeltjes is nog onbekend. De meeste theorieën zijn gebaseerd op produktie tijdens supernova uitbarstingen, van uitbarstingen in kernen van sterrenstelsels en eventueel van röntgenbronnen of pulsars.

Plaat 5 De spiraalnevel M 104 = NGC 4594 in de Maagd (type Sa/Sb); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies.*

Plaat 6 De Grote Magellaanse Wolk (type Irr); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies.*

In tegenstelling tot het magnetische veld is bij de verdeling van de kosmische straling tot nu toe geen enkele anisotropie of detailstructuur ontdekt.

I.6.9 *Samenvatting*

De tabel op blz. 50 geeft de indeling in bevolkingstypen weer, zoals deze uit de besprekingen tijdens een conferentie die in 1957 aan de Vaticaanse Academie van Wetenschappen te Rome werd gehouden, naar voren kwam.

Dit is dus een indeling in vijf groepen. Men maakt daarbij onderscheid tussen de kern van het stelsel, de schijf en de wijdere bolvormige omgeving of halo. Na 1957 zijn enkele details van het schema wat nader uitgewerkt. Het schema biedt ook nu een goede grondslag voor verder onderzoek.

Afbeelding 11 geeft een schematische voorstelling van de verspreiding van enkele belangrijke soorten objecten in een doorsnede door het stelsel loodrecht op het vlak en door het centrum.

Over de kern van het melkwegstelsel is op grond van optische waarnemingen slechts weinig te zeggen. De sterke interstellaire absorptie verhindert dat wij in die richting ver doordringen. Baade heeft getracht, in een klein gebied van weinig absorptie, een zogenoemd galactisch venster, zover mogelijk tot de kern door te dringen en vond in die richting een relatief groot aantal RR Lyrae-veranderlijken. Dufay ontdekte met voor infrarood gevoelige fotografische platen een bolvormige sterrenhoop niet al te ver van de kern. Wil men meer over de kern te weten komen, dan is men tot nu toe volledig op radioastronomische waarnemingen aangewezen. Deze laten zien, dat de gasmassa's in en nabij de kern een ingewikkelde structuur hebben. Het waterstofgas binnen een straal van 3,5 kpc van het centrum blijkt met grote snelheid te roteren en te expanderen. In het middelpunt bevindt zich een sterke bron van radiostraling, Sagittarius A genoemd, die uit verscheidene componenten, vermoedelijk zes in aantal, bestaat. Men heeft zowel thermische als niet-thermische straling, de 21 cm-lijn van neutraal waterstof als ook sterke absorptielijnen van OH waargenomen. Tot zover datgene wat wij over de verspreiding van de verschillende soorten sterren binnen het melkwegstelsel te weten zijn gekomen.

Plaat 7 Het Andromedastelsel M 31 = NGC 224 (type Sb) met de begeleiders NGC 205 (type Ep) en NGC 221 = M 32 (type E).

TABEL: DE INDELING IN BEVOLKINGSTYPEN VOLGENS DE

	populatie II	
	halo populatie II	gematigde populatie II
	subdwergen	sterren met hoge snelheid
	bolvormige sterrenhopen	langperodieke veranderlijken met $P < 250$ dag en spectraaltype vroeger dan M5e
	RR Lyrae-sterren met laag metaalgehalte $(\Delta S \geqq 5)$	
$\overline{\lvert z \rvert}$ (parsec)	2000	700
$\overline{\lvert Z \rvert}$ (km/sec)	75	25
assenverhouding in de ellipsoïdische verdeling	2	5
concentratie naar het centrum	sterk	sterk
aard van de verspreiding	gelijkmatig	gelijkmatig
leeftijd (10^9 jaar)	6	5-6
totale massa ($10^9 \mathfrak{M}_\odot$)	16	

Opmerkingen: $\overline{\lvert z \rvert}$ is de gemiddelde afstand van het vlak;
$\overline{\lvert Z \rvert}$ is de gemiddelde, absolute snelheid in de richting loodrecht op het vla

Het is ook mogelijk, onafhankelijk hiervan een schatting van de verdeling der massa in het stelsel te maken. Dit kan gedaan worden op grond van de gravitatie-wet en met behulp van de rotatiekromme van het melkwegstelsel. Daarmee bedoelt men de snelheid van de galactische rotatie als functie van de afstand tot de rotatie-as. Deze functie kan worden bepaald uit de snelheden van sterren en vooral van de wolken van

VATICAANSE CONFERENTIE VAN 1957

schijfpopulatie	*populatie I*	
	oudere populatie I	*extreme populatie I*
sterren in de kern	sterren van spectraaltype A	interstellair gas
planetaire nevels	'strong-line'-sterren	zeer jonge sterren met spectraaltype vroeger dan B3
novae	M dwerg-sterren met emissielijnen	superreuzen
RR Lyrae-sterren met hoog metaalgehalte ($\triangle S < 5$)		Cepheïden
'weak-line'-sterren		open sterrenhopen met sterren vroeger dan B3 als helderste sterren
400	160	120
17	10	8
25?	?	100
sterk?	zwak	zwak
gelijkmatig?	in groepen en spiraalarmen?	in duidelijke wolken en in spiraalarmen
1,5-5	0,1-1,5	0,1
47	5	2

het interstellaire waterstofgas. Uit berekeningen die uitgevoerd zijn met behulp van modellen van de massaverdeling, vindt men een toename van de dichtheid naar de richting van het centrum, die veel groter is dan die welke uit de ons bekende massa's van sterren en interstellaire materie is gevonden. Dit zou op de aanwezigheid van grote massa's van nog onbekende aard in de richting naar de kern van het stelsel kunnen wijzen. Er zal nog veel onderzoek in dit opzicht uitgevoerd moeten worden voordat men tot een beter inzicht zal komen.

De onderste regel van de hierboven opgenomen tabel geeft een idee omtrent de massa van de ons bekende bestanddelen van het melkwegstelsel.

I.7 DYNAMICA VAN HET MELKWEGSTELSEL

Onder dynamica van een sterrenstelsel verstaat men de verklaring van de eigenschappen van zo'n stelsel als gevolg van de krachten die de bewegingen van de individuele sterren regelen en bepalen (definitie volgens Chandrasekhar). Ziet men af van de interstellaire materie, van het magnetische veld en het kosmische stralingsgas, dan heeft men bij een sterrenstelsel van gemiddelde grootte te maken met ongeveer 10^{11} massapunten of sterren in een gravitatieveld. Iedere ster heeft een beweging volgens het gravitatieveld dat door alle sterren veroorzaakt wordt. De baan van een ster kan dan in principe worden gevonden door integratie van de uitdrukking voor het gravitatiepotentiaal. In de praktijk is dit natuurlijk ondoenlijk; men zal moeten uitgaan van de algemene principes van de mechanica en gebruik moeten maken van statistische beschouwingen.

I.7.1 *Sterbeweging en de derde integraal van beweging*

Wanneer de posities en snelheden van de sterren en het gas in het melkwegstelsel bepaald zijn, is het interessant, na te gaan of er een evenwichtstoestand heerst, en, zo ja, wat voor evenwichtstoestand. Wanneer $f(M, X, Y, Z, U, V, W)$ een functie is, welke de plaats (X, Y, Z) en snelheids- (U, V, W) verdeling van sterren van de soort M aangeeft, en men verder veronderstelt dat de versnellingen worden gegeven door een potentiaal Φ, welke door het systeem in zijn geheel is bepaald, dan leert de continuïteitsvergelijking in de zesdimensionale faseruimte, dat

$$\frac{\partial f}{\partial t} + U\frac{\partial f}{\partial X} + V\frac{\partial f}{\partial Y} + W\frac{\partial f}{\partial Z} - \frac{\partial \Phi}{\partial X}\cdot\frac{\partial f}{\partial U} - \frac{\partial \Phi}{\partial Y}\cdot\frac{\partial f}{\partial V} - \frac{\partial \Phi}{\partial Z}\cdot\frac{\partial f}{\partial W} = 0.$$

Wanneer f bovendien niet expliciet van de tijd afhangt, is $\frac{\partial f}{\partial t} = 0.$

Deze situatie noemt men 'dynamisch evenwicht'. Men kan zich nu afvragen of de sterren in het melkwegstelsel in een dergelijke evenwichtstoestand verkeren.

In sterrenhopen worden de bewegingen bovendien bepaald door de

onderlinge botsingen. Hierdoor zal op de langere duur een snelheidsverdeling ontstaan, welke niet expliciet van de plaats afhangt; een dergelijk evenwicht noemt men naar analogie met de kinetische gastheorie: statistisch evenwicht.

Uit de plaats en de bewegingen van de oude sterren loodrecht op het melkwegvlak heeft men afgeleid, dat er zich een dynamisch evenwicht schijnt te hebben ingesteld. Een statistisch evenwicht heerst echter zeker niet, omdat bijvoorbeeld de spreiding in de snelheden loodrecht op het melkwegvlak anderhalf tot tweemaal zo klein is als de spreiding in de snelheden in de radiële richting.

Bij het oplossen van de vergelijkingen voor dynamisch evenwicht kan men zich afvragen hoeveel onafhankelijke parameters nodig zijn om de baan van een ster te bepalen. Aangezien bij het melkwegstelsel in eerste benadering een axiale symmetrie aannemelijk is, zijn er in elk geval twee onafhankelijke parameters voor elke sterbaan, te weten: de totale energie en het impulsmoment ten opzichte van de symmetrie-as. Op de vraag of er naast deze twee integralen van beweging nog een derde is, bestaat nog geen definitief antwoord. Numerieke berekeningen echter leren, dat in de praktijk een derde integraal noodzakelijk is. Het is mogelijk, dat na zeer lange tijd deze baanconstante afhankelijk blijkt te zijn van de andere twee; zeker is dit nog niet. Voor deze derde 'pseudo'integraal neemt men dan de snelheidscomponent langs de symmetrie-as in het punt waar de baan het dichtst bij het middelpunt van het systeem is.

Dit punt ligt altijd in het symmetrievlak. Deze snelheidscomponente laat zich niet afleiden uit de beginvoorwaarden van de sterbaan-berekening (in tegenstelling tot de andere twee integralen), maar volgt uit de baanberekening zelf.

Meestal veronderstelt men verder bij het verkrijgen van een oplossing voor f, dat de snelheden in de snelheidsruimte bij een vaste kinetische energie over een ellipsoïde zijn verdeeld. De constanten van deze ellipsoïde worden uit de waarnemingen voor de verschillende stersoorten afgeleid. De veronderstelling dat de snelheden op een ellipsoïde liggen, blijkt over het algemeen goed te voldoen. Men zou echter ook verwachten, dat de ellipsoïde langwerpig is in de richting van het galactisch centrum; de afwijking hiervan is echter soms aanzienlijk. Mogelijkerwijs hangt dit samen met systematische bewegingen van sommige groepen van sterren of met de spiraalstructuur van het melkwegstelsel, waardoor aan de eis van cilindersymmetrie niet is voldaan.

Uit de snelheidsverdeling van de sterren in de Z-richting (loodrecht op het symmetrievlak = melkwegvlak) kan men met behulp van de vergelijking van Poisson en de veronderstelling van dynamisch evenwicht

de massaverdeling in de Z-richting afleiden. Deze bepaling strekt zich slechts tot enkele honderden parsec in hoogte uit, maar levert toch belangrijke gegevens op. Bijvoorbeeld volgt hieruit de massadichtheid in de buurt van het melkwegvlak: $\nu_0 = 10^{-23}$ g cm^{-3}. De dichtheid van het neutrale waterstofgas (bepaald met de 21 cm-lijn waarnemingen), de H II-gebieden, het aanwezige helium, en de zeer jonge populatie I sterren is ongeveer 2×10^{-24} g cm^{-3}, de massa van de andere typen sterren ongeveer 4×10^{-24} g cm^{-3}. Dit betekent dat een aanzienlijk gedeelte van de massa (nog) niet is waargenomen. Aangezien om verschillende redenen het niet erg waarschijnlijk is, dat er veel meer waterstofgas is dan wordt waargenomen, vermoedt men dat deze 'missende' materie voornamelijk is opgebouwd uit oude sterren die te zwak zijn om te worden waargenomen.

Uit het bovenstaande blijkt, dat er in verband met de bepaling van de lokale massaverdeling in het melkwegstelsel, de plaats- en snelheidsbepalingen van de grote groepen sterren van groot belang zijn. Samen met de rotatiekromme, berekend uit de radioastronomische gegevens, vindt men hieruit een model voor het melkwegstelsel.

1.7.2 *Het viriaaltheorema en het magnetische veld*

Hoewel het grootste deel van de massa van het melkwegstelsel in de oude sterren is geconcentreerd, wordt het uiterlijk van het melkwegstelsel en van andere stelsels vooral bepaald door de spiraalstructuur, dat wil zeggen: de waterstofarmen, de H II-gebieden en de jonge, hete sterren.

Bij het maken van een model voor deze spiraalstructuur dient men rekening te houden met het gegeven, dat er geen axiaalsymmetrie is en dat de bewegingen van het gas, het magnetische veld en het kosmische stralingsgas nauw aan elkaar zijn gekoppeld; immers, de energiedichtheden zijn in de buurt van de zon vrijwel gelijk:

kinetische energie van het gas $\approx 10^{-13}$ erg cm^{-3}
turbulente energie van het gas $\approx 10^{-12}$ erg cm^{-3}
kosmische stralingsgasenergie $\approx 10^{-12}$ erg cm^{-3}
magnetische veldenergie $\approx$ 0,5 tot 5×10^{-12} erg cm^{-3}

Ook wanneer het gas nauwelijks geïoniseerd is, zullen de aanwezige geladen deeltjes, die aan de veldlijnen zijn gebonden, het gas meesleuren wanneer het magnetische veld zich verplaatst. Dit proces noemt men ambipolaire diffusie; het speelt waarschijnlijk een grote rol in de schijf van het melkwegstelsel.

Verder is de onzekerheid in de magnetische veldsterkte van belang. Immers: is de veldsterkte 10^{-6} gauss, dan is de energiedichtheid 4×10^{-14} erg cm^{-3}, hetgeen veel minder is dan de energiedichtheid van het gas. Dit

betekent dat de dynamica van het gas vrijwel niet door het magnetische veld zal worden beïnvloed. Is de veldsterkte enkele tientallen micro-gauss, dan is het magnetische veld bepalend voor de dynamica van het gas. Hoewel tegenwoordig vaak de voorkeur wordt gegeven aan een lage waarde voor de magnetische veldsterkte, is dit probleem nog geheel niet opgelost.

Bij het bestuderen van de verschillende modellen van het melkwegstelsel maakt men vaak gebruik van het viriaaltheorema. Wanneer er evenwicht is tussen de verschillende componenten, dan geldt volgens het viriaaltheorema toegepast op een bepaald volume

$$0 = 2T + 3U + M + W - \frac{1}{4\pi} \int_{\text{opp}} (\vec{r} \cdot \vec{B})\, \vec{B} \cdot \vec{do} - \int_{\text{opp}} \left(P + \frac{B^2}{8\pi}\right) \vec{r} \cdot \vec{do} \,\cdot$$

Hierin is T de kinetische energie, U de thermische energie vermenigvuldigd met $(\gamma - 1)$, γ de verhouding van de soortelijke warmten, M de magnetische energie, en W de gravitationele (negatieve) potentiële energie. Uit deze formule blijkt, dat een bepaald gebied slechts in evenwicht is wanneer de gravitatie belangrijk is, of wanneer de veldsterkte, of andere krachten van buiten op het gebied inwerken.

Bijvoorbeeld blijkt hieruit, dat wanneer men veronderstelt dat de intergalactische invloed verwaarloosbaar is, het kosmische stralingsgas in de galactische halo alleen in evenwicht is, wanneer de magnetische energiedichtheid ongeveer even groot of groter is dan de energiedichtheid van het kosmische stralingsgas. Ook kan men uit het viriaaltheorema afleiden, dat voor veldsterkten groter dan enige tientallen micro-gauss, het gas in de galactische schijf sterker zou achterblijven bij de rotatie van het stelsel dan wordt waargenomen. Ook bij de verklaring van de spiraalarmen doet zich de vraag voor welke rol het magnetische veld speelt.

I.7.3 *Differentiële rotatie en spiraalstructuur*

Wat het eerst opvalt bij de bestudering van de spiraalarmen, is het volgende: De waargenomen differentiële rotatie zou na ongeveer anderhalve rotatie de spiraalstructuur geheel vernietigd hebben. Het lijkt onwaarschijnlijk dat door een onbekende oorzaak in een dergelijke relatief korte tijd de spiraalarmen worden gevormd en weer vernietigd.

Men kan zich evenwel voorstellen dat de spiraalarmen niet deelnemen aan de rotatie van sterren en gas, maar veeleer dichtheidsfluctuaties zijn, die de vorm van spiraalarmen hebben. In dat geval heeft de differentiële rotatie geen enkele invloed op de spiraalstructuur. Wel rijst dan de vraag wat de oorzaak van deze dichtheidsgolf in de galactische schijf is. Recent werk op dit gebied lijkt te bevestigen, dat in een axiaalsymmetrische schijf

in evenwicht onder de eigen gravitatie en gasdruk, een voorkeur voor dergelijke spiraalvormige patronen verklaarbaar is. Zowel zich opwindende als afwindende spiralen kunnen zich daarbij voordoen. In dit model is het magnetische veld verwaarloosd, hetgeen overeenkomt met een lage waarde voor de veldsterkte. Een andere verklaring voor de spiraalarmen zou zijn, dat de gehele schijf buiten de rotatie ook een expansie vertoont, en wel zo, dat de massa langs de spiraalarmen uitstroomt.

In een evenwichtssituatie zou deze massa dan weer dienen te worden aangevuld, waarschijnlijk via de galactische halo. Men zou in dit geval differentiële radiële bewegingen verwachten, die echter niet worden waargenomen; bovendien lijken de waarden voor de magnetische veldsterkte die nodig zijn om structuur aan de spiraalarmen te geven, te hoog, wanneer men deze met de waarnemingen vergelijkt.

I.7.4 *Het centrale gedeelte en de hoge snelheidswolken*

Aangezien in de kernen van andere sterstelsels zich soms zeer heftige verschijnselen voordoen, rijst de vraag of de kern van het melkwegstelsel analoge eigenschappen heeft. Deze kern bestaat uit een centraal gedeelte van slechts enkele parsec diameter met vrij hoge elektronendichtheid ($N_e \approx 10^3$ cm^{-3}) en temperatuur ($T \approx 10^4$ K), hetgeen afgeleid wordt uit het thermische gedeelte van het radiospectrum. Om deze kern ligt een gebied van ongeveer honderd parsec diameter, waarin de magnetische veld-energiedichtheid én die van het kosmische stralingsgas hoger zijn dan in de lokale arm. Bijzonder heftige verschijnselen doen zich niet voor; althans deze zijn uit de radiowaarnemingen niet waar te nemen. Optisch wordt dit gebied geheel aan ons gezicht onttrokken door de absorptie in de schijf.

De expanderende 3 kpc arm is moeilijk verklaarbaar als permanent verschijnsel omdat de massatoevoer grote problemen oplevert. Aanvaardbaarder lijkt de verklaring, dat in het centrum een explosie heeft plaatsgevonden, die de arm in de buurt van 3 kpc als het ware wegblaast. Waarom hiervan niets blijkt uit de waarnemingen aan het centrale gedeelte, is niet duidelijk. Wellicht houden de waterstofwolken op hoge galactische breedte en die met grote snelheden invallen, verband met een dergelijke explosie. Deze wolken zouden dan, weggeblazen in de halo vanuit het centrum, in de meer naar buiten gelegen gebieden van de melkweg, dus in de buurt van de zon, terug 'regenen'.

Zoals reeds is opgemerkt zullen, ook wanneer het gas nauwelijks geïoniseerd is, toch de geladen, aan de veldlijnen gebonden deeltjes het gas meeslepen wanneer het magnetische veld zich verplaatst, een pro-

ces dat een grote rol speelt in de schijf van het melkwegstelsel.

1.8 EXTRAGALACTISCHE STELSELS

In het voorafgaande werd getracht, een beschrijving te geven van het melkwegstelsel, het stelsel van sterren, waartoe de zon en dus ook de aarde behoren. Dat dit stelsel slechts één is uit een zeer grote hoeveelheid sterrenstelsels, is een inzicht dat pas ruim veertig jaar geleden algemeen werd aanvaard.

Van deze vele sterrenstelsels zijn er twee gemakkelijk met het blote oog zichtbaar, namelijk de Kleine en de Grote Magellaanse Wolk (plaat 6) aan de zuidelijke sterrenhemel; een derde, de Andromeda nevel (plaat 7), is alleen bij een bijzonder doorzichtige lucht als een zwak, wazig vlekje te zien. Een kleine kijker is reeds voldoende om een groot aantal wazige objecten zichtbaar te maken, die men zonder moeite van de diffuse nevels kan onderscheiden: meest elliptische nevelvlekken, waarvan vele met twee spiraalarmen die uitgaan van twee tegenover elkaar liggende punten van een kern.

Reeds in de achttiende eeuw werd de gedachte geopperd dat deze objecten afzonderlijke stelsels, eiland-universa, zouden kunnen zijn. William Herschel (1738-1822) zocht de noordelijke hemel af naar deze objecten; zijn zoon John Herschel (1792-1871) zette het werk voort op het zuidelijk halfrond. Toch zou het tot 1924 duren voordat er zekerheid kwam dat deze 'nevels' in werkelijkheid 'eiland-universa', dus sterrenstelsels van dezelfde orde van grootte als de melkweg, waren. In de voorafgaande jaren was er een uitvoerige discussie gaande tussen de voor- en tegenstanders van deze opvatting. De meest prominente representanten waren Shapley, die meende dat de nevels objecten binnen het melkwegstelsel waren, en Curtis, die de 'eilandtheorie' verdedigde. Zoals Sandage in de inleiding tot de in 1961 verschenen *Hubble Atlas of Galaxies* zegt, kwam Shapley met goede argumenten tot een verkeerde conclusie, maar Curtis met zwakke argumenten tot een juiste gevolgtrekking. De strijd werd pas beslist ten gunste van de 'eilandtheorie', toen Hubble erin slaagde, in enkele 'nevels' een aantal Cepheïden te ontdekken en zodoende de afstand te bepalen.

Ofschoon men nu algemeen van extragalactische stelsels, dus van objecten buiten de melkweg, spreekt, is de naam nevels of spiraalnevels nog wel gebruikelijk.

De meeste van deze sterrenstelsels zijn wegens hun zeer grote afstand zo zwak dat het onderzoek naar de eigenschappen ervan slechts met de

grootste kijkers mogelijk is. Het aantal ervan neemt gestadig toe naarmate men tot zwakkere objecten komt. Tot de verste verten die met de modernste instrumenten waarneembaar zijn, vindt men overal in het heelal deze stelsels. In de catalogus van stelsels helderder dan de 13de magnitude zijn ruim duizend stelsels vermeld. Het aantal binnen het tegenwoordig waarneembare gebied wordt op één miljard geschat. Stelsels op lage galactische breedte zijn door de interstellaire absorberende laag (zie deel 4, I.3) aan ons oog onttrokken.

Evenals het galactisch onderzoek is ook het onderzoek van de extragalactische stelsels door de invoering van radioastronomische waarnemingsmethoden sterk uitgebreid en van karakter veranderd. Ten eerste werd het mogelijk, radiostraling te meten van bekende, meestal nabije sterrenstelsels, en ten tweede bleek dat vele bronnen van radiostraling extragalactisch zijn; voor een deel konden zij naderhand met optisch waarneembare stelsels geïdentificeerd worden; voor het overige deel is dit niet of nog niet gelukt, maar deze hebben eigenschappen op grond waarvan hun extragalactische aard min of meer waarschijnlijk is geworden. In de volgende bladzijden zal ook aan de extragalactische radiobronnen aandacht worden geschonken, al moet daarbij gezegd worden dat onze inzichten hieromtrent voortdurend door nieuwe vondsten kunnen veranderen en thans nog als zeer voorlopig beschouwd moeten worden; zie deel 4, I.12.

I.9 DE CLASSIFICATIE VAN DE EXTRAGALACTISCHE STELSELS

I.9.1 *De classificatie van Hubble*

Hubble heeft de extragalactische nevels in drie klassen ingedeeld: de elliptische nevels, de spiraalnevels en de onregelmatig gevormde nevels. Deze classificatie berust uitsluitend op de vorm en structuur van de afbeelding van de nevel, maar blijkt ook heel goed bruikbaar bij de studie van de ware vorm en van andere eigenschappen van de stelsels.

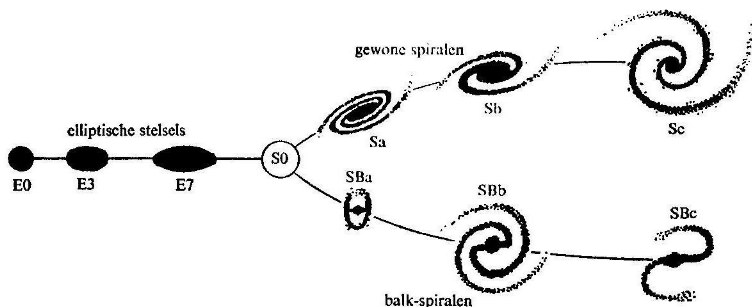
De elliptische nevels hebben een elliptische vorm, de helderheid neemt van het midden naar buiten geleidelijk af; soms is er een semi-stellaire kern, dat wil zeggen: een kern van grotere intensiteit dan de onmiddellijke omgeving. Zij worden onderverdeeld naar de asverhouding van de ellipsvorm. Zijn a en b de grote en kleine as, dan heeft het quotiënt $(a-b)/a$, indien de assen gelijk zijn, de waarde 0,0 en naarmate b/a kleiner wordt, is het 0,1; 0,2; 0,3 . . . 0,7. Men duidt de verschillende typen nu aan met E0, E1, E2, . . . E7, waarbij de E slaat op elliptisch en de getallen de eerste decimaal zijn van de quotiënten $(a-b)/a$.

De spiraalnevels worden onderscheiden in de gewone en de zogenoemde balkspiralen. De gewone vertonen een helder kerngebied, uit de rand waarvan op twee tegenover elkaar liggende punten twee armen ontspringen, die in dezelfde richting spiraalsgewijs om het kerngebied lopen. Zij worden onderverdeeld in de typen Sa, Sb, en Sc. In Sa-nevels is het kerngebied groot in verhouding tot het gehele zichtbare stuk van de nevel; de armen zijn dun en lopen er dicht omheen. In Sb- en Sc-nevels wordt het kerngebied kleiner, de armen worden dikker en strekken zich steeds verder uit naar buiten.

De balkspiralen worden onderverdeeld in de typen SBa, SBb, en SBc. De vorm van het beeld van SBa-nevels gelijkt op de Griekse letter Θ, waarbij men de betrekkelijk heldere kern van de nevel in het midden van de dwarsstreep moet denken. In SBb- en SBc-nevels maken de twee halfcirkelvormige buitenbogen zich aan één kant los van de dwarsstreep, zodat zich twee spiraalarmen vormen, uitgaande van de twee uiteinden van de dwarsstreep. In type SBc zijn de armen het verst van het kerngebied afgewikkeld, dat hier ook weer het kleinst en zwakst is.

In afb. 12 zijn de neveltypen schematisch weergegeven. De rangschikking suggereert een ontwikkelingsgang, waarbij het eerste stadium een bolvormige nevel is, die meer en meer afgeplat wordt en tenslotte via een overgangstype, aangeduid als S0, overgaat naar de spiraalvorm met ontwikkeling van de spiraalarmen ten koste van het kerngebied. Men spreekt in verband met dit schema dan ook wel van de Sa- en SBa-typen als 'vroege' spiralen en van de Sc- en SBc-typen als 'late' spiralen. Het is allerminst zeker, of de evolutie van de stelsels inderdaad zo is.

Het optreden van spiraalstructuur gaat gepaard met de verschijning van donkere plekken in het nevelbeeld, veroorzaakt door verduisterende



Afb. 12 Indeling van extragalactische stelsels volgens Hubble.

wolken in het stelsel, zoals we ze ook in het melkwegstelsel kennen. In de elliptische nevels komen deze wolken zelden voor, in de SB-spiralen voornamelijk in het laatste type.

De onregelmatige nevels vertonen geen symmetrische structuur, zoals de elliptische en de spiraalnevels. Zij bestaan meestal uit een onregelmatig gevormd kerngebied, omgeven door zwakkere structuren. Er is geen semistellaire kern.

Het heeft in de laatste jaren niet aan pogingen ontbroken, deze indeling, die uit 1925 stamt, uit te breiden en te verbeteren. Hubble zelf gaf later een kleine uitbreiding die tenslotte door Sandage in de inleiding tot zijn *Hubble Atlas of Galaxies* (1961) nog eens werd herzien en uitvoerig beschreven. Deze atlas bevat een groot aantal afbeeldingen van stelsels, voor het merendeel opgenomen door Hubble en zijn opvolgers aan de Mount Wilson- en Palomar-Sterrenwachten in Californië. Het is een prachtige verzameling foto's geworden. De verscheidenheid van de stelsels, zowel in vorm als in grootte, is opvallend. Men zie ook de platen 5 tot en met 10. In 1967 heeft Arp de verzameling foto's nog uitgebreid door zijn *Atlas of peculiar galaxies*.

1.9.2 *De classificatie van Morgan en Mayall*

Morgan and Mayall hebben getracht, de classificatie zodanig in te richten, dat er niet alleen aandacht werd besteed aan de vorm van het stelsel (de morfologische kenmerken), maar ook aan de soort sterren die het bevat. Dit laatste kan gebeuren door bepaling van een geïntegreerd spectraaltype dat berust op de combinatie van de straling van de afzonderlijke sterren; daarbij spelen uiteraard slechts de allerhelderste een invloedrijke rol. Het geïntegreerde spectraaltype wordt dus vooral bepaald door de al dan niet aanwezigheid van vroege of late (O, B of G, K, M) superreuzen in het desbetreffende stelsel.

Verder hangt het spectrum af van de mate van concentratie van de sterren binnen het stelsel. In een stelsel met een duidelijke kern zal het spectrum uitsluitend door de sterren in deze kern bepaald zijn. Dit zal ook het geval zijn voor een schijnbaar groot stelsel, waarvan men met behulp van een enkel spectrogram slechts een deel van het stelsel kan opnemen.

Het verkregen spectrum is afkomstig van een groot aantal sterren en andere objecten, bijvoorbeeld emissienevels, en derhalve een mengsel van allerlei typen. Een eenvoudige classificatie als in het geval van een sterspectrum is dus niet mogelijk. Men kan slechts een globaal type als A, AF, F, FG, en K aangeven, zoals dat volgt uit de meest opvallende criteria voor een spectraalclassificatie. Een vergelijking van het geïnte-

greerde spectraaltype met de classificatie volgens Hubble-Sandage geeft de volgende samenhang:

Spectraal type:	A	AF	F	FG	K
Klasse:	Sc, SBc, Irr	Sc	Sc, Sb	Sb	Sb, SBa, SO, E, (Sa)

Dit betekent dat de zogenoemde 'late' spiralen en onregelmatige stelsels de absoluut zeer heldere sterren van 'vroeg' spectraaltype veel voorkomen, terwijl de rode reuzensterren het spectrum van de 'vroege' spiralen en elliptische stelsel bepalen.

Het is nog te vroeg om hieruit tot een gevolgtrekking te komen of de evolutie van de sterrenstelsels al dan niet zich voltrekt in de omgekeerde richting dan aanvankelijk werd gedacht. De onregelmatige stelsels en de spiralen met een kleine kern schijnen jonger te zijn dan de elliptische stelsels, althans wat de inhoud aan sterren betreft. Dit hoeft echter nog niet rechtstreeks iets met de leeftijd van het stelsel zelf te maken te hebben. De snelheid van de evolutie van een stelsel kan ook afhankelijk zijn van eigenschappen van het stelsel als geheel, zoals bijvoorbeeld de totale massa.

In sommige elliptische dwergstelsels heeft men een groot aantal RR Lyrae-sterren – sterren van het bevolkingstype II, oude sterren dus – gevonden. Daarentegen heeft men in de Magellaanse Wolken vele type I-Cepheïden – jonge sterren – gevonden; daarnaast echter ook een aantal RR Lyrae-sterren. Deze beide stelsels bevatten dan ook sterren zowel van type I als van type II. De Andromeda-nevel, een Sb-stelsel, bevat vele type I-Cepheïden en ook novae. Wanneer er RR Lyrae-veranderlijken in dit stelsel voorkomen, zullen deze zwakker zijn dan de tegenwoordig bereikbare grenshelderheid.

Dank zij de grote Schmidt-spiegeltelescopen heeft men in de laatste jaren een aantal vrij kleine extragalactische stelsels ontdekt, die dwergstelsels worden genoemd. Men kan deze, door hun geringe aantal sterren, heel moeilijk herkennen tussen de vele zwakke voorgrondsterren (= sterren van het melkwegstelsel). Zij behoren tot de elliptische of onregelmatige stelsels; de elliptische onder hen zou men eventueel als een groep tussen de bolvormige sterrenhopen en de grote elliptische stelsels kunnen beschouwen. Ofschoon er vermoedelijk bolvormige sterrenhopen op zeer grote afstand van het melkwegcentrum en misschien dus ook in de intergalactische ruimte voorkomen, zijn de dimensies van de dwergstelsels ongeveer een factor 100 groter dan die van de sterrenhopen.

Morgan heeft aan de gewone typen volgens Hubble nog een aantal bijzondere typen, zoals D en N, toegevoegd. Het betreft hier stelsels met

een heldere kern waaromheen zich een veel ijler omhulsel bevindt (zie deel 4, I.9.3). Daarnaast heeft men in de laatste jaren een nog steeds toenemend aantal bijzondere objecten van waarschijnlijk extragalactische aard gevonden, en wel voor een groot deel met behulp van de straling in het radiogebied. Dit zijn de zogenoemde 'quasars' of quasi-stellaire radiobronnen. Wellicht zijn deze objecten identiek met de 'compacte stelsels' die kort geleden door Zwicky zijn ontdekt. Wij zullen hierop in deel 4, I.13 nog terugkomen.

I.9.3 *De classificatie van de radiostelsels volgens Morgan*

Nadat men in de jaren vijftig een aantal discrete radiobronnen had geïdentificeerd met sterrenstelsels, rees de vraag of men ook optisch deze stelsels van andere kon onderscheiden. Dit laatste bleek niet het geval te zijn. Men kan de radiostelsels in twee klassen onderscheiden, namelijk zwakke (minder dan 10^{41} erg/sec in het radiogebied) radiostralers en sterke (meer dan 10^{41} erg/sec in het radiogebied). Tot de eerste behoort het melkwegstelsel, de Andromedanevel, de Magellaanse Wolken en de meeste spiraalnevels en onregelmatige stelsels. De laatste komen in het bijzonder onder de elliptische stelsels voor. Hoewel dus de kans veel groter is, onder elliptische stelsels een sterke radiobron te ontdekken, kan men dit optisch niet aan het stelsel zien. Er zijn elliptische stelsels bekend, die optisch volkomen dezelfde eigenschappen vertonen, maar waarvan het ene wel, het andere geen sterke radiobron is. Aangezien van een bepaald soort elliptische stelsels vijf percent tot de sterke radiostralers behoort, schat men dat een elliptisch stelsel ongeveer gedurende een twintigste deel van zijn levensduur een sterke radiobron is.

Verder lijken sterke radiobronnen bij voorkeur geassocieerd te zijn met elliptische stelsels die zich in clusters van sterrenstelsels bevinden. Dit kan echter een selectie-effect zijn, daar de identificatie van een radiobron met een element van een cluster wellicht gemakkelijker is dan de identificatie met een geïsoleerd stelsel.

Men maakt veelal de volgende verdeling onder de elliptische stelsels, dit mede met het oog op hun radio-eigenschappen:

E-stelsels; dit zijn elliptische stelsels, zonder detailstructuur. Zij doen zich aan de hemel voor als een vlek welke een homogene lichtverdeling heeft. Meestal behoren zij tot de zwakke radiobronnen.

D-stelsels; dit zijn eveneens elliptische stelsels, echter met een duidelijk onderscheidbare kern, en een zwakker omhulsel. Vaak vormen zij het dominerende centrum van clusters van sterrenstelsels en hebben afmetingen die drie tot vier maal groter zijn dan die van de andere leden van de cluster (40-80 kpc; diameter van het melkwegstelsel is 30 kpc). De

optische helderheden lopen een factor 10 uiteen, de radiohelderheden echter een factor 10^4, waaruit weer blijkt, dat onder D-stelsels zowel zwakke als sterke radiobronnen voorkomen. Soms bevat een stelsel een aantal felle condensaties binnen het zwakke omhulsel. De lichtsterkte van deze D-stelsels is ongeveer honderd maal meer dan de gemiddelde lichtsterkte van spiralen en elliptische stelsels.

De radiobronnen zijn in diameter vergelijkbaar met die van het optische stelsel; de onderlinge afstand van de twee componenten van een radiobron behorend bij een D-stelsel kan echter vele malen groter zijn dan de diameter van het optische stelsel.

Het is niet geheel zeker of er een continue overgang is tussen de E- en de D-stelsels, maar men vermoedt van wel.

N-stelsels; hierbij is een zeer felle kern het meest dominerende aspect van het stelsel. Vrijwel de gehele lichtsterkte is afkomstig uit deze kern, die zeer klein kan zijn. Ze zijn tien tot honderdmaal helderder dan de gemiddelde spiralen en elliptische stelsels. Soms zijn ze alleen met de beste telescopen van sterren te onderscheiden, omdat de kern door de telescopen niet wordt opgelost en het omhulsel vaak erg zwak is. Zij vertonen nauwe verwantschappen met de zogenoemde Seyfert-stelsels en de compacte stelsels waargenomen door Zwicky.

Als laatste in deze reeks die vermoedelijk ook alle tussenliggende vormen bevat, kan men de quasi-stellaire objecten plaatsen; zie hiervoor deel 4, I.13.

I.10 DE LOKALE GROEP VAN STERRENSTELSELS

I.10.1 *De Magellaanse Wolken*

De samenstelling en structuur van de sterrenstelsels kunnen wij het best bestuderen bij die welke het dichtst bij ons zijn. Gelukkig bevinden zich op betrekkelijk geringe afstand van het melkwegstelsel in de zogenoemde lokale groep verscheidene variëteiten van elliptische, spiraal- en onregelmatige nevels in een voor gedetailleerd onderzoek gunstige positie. Alleen SB-spiralen ontbreken. Van de meeste van deze nabije stelsels zijn de afstanden en daardoor ook de afmetingen bekend, dank zij de erin voorkomende Cepheïden en andere objecten van bekende lichtkracht. Wij zullen enkele ervan afzonderlijk beschrijven.

In de sterrenbeelden de Zwaardvis en de Toekan op het zuidelijk halfrond ziet men met het blote oog twee op wolkjes gelijkende objecten. Zestiende-eeuwse zeevaarders hebben aan deze bij de navigatie opvallende hemellichamen de naam verbonden van hun grote voorganger, Fernao

de Magalhaes. De afmetingen van de Grote en Kleine Magellaanse Wolk (zie plaat 6) zijn respectievelijk 7° en 3½°, maar op foto's blijken dit alleen die van de kerngedeelten te zijn. Als men de zwakke buitenste delen meerekent, worden de diameters 12° en 8°. Met hun afstanden van ruim 50 kiloparsec zijn het de dichtstbijzijnde van alle stelsels buiten het melkwegstelsel. Zij behoren tot de onregelmatige stelsels. Men heeft wel eens vermoed, dat de Grote Magellaanse Wolk eigenlijk een balkspiraal zou kunnen zijn. De diameters zijn respectievelijk 7,8 en 2,6 kiloparsec, hetgeen groter is dan die van de meeste onregelmatige stelsels. Hun onderlinge afstand is ongeveer even groot als hun diameter. Sterren, helderder dan de absolute grootte 0, kunnen in beide wolken individueel worden onderscheiden. Men treft er dezelfde soorten onder aan als in het melkwegstelsel in de omgeving van de zon: de blauwe en witte reuzensterren van het spectraaltype O en B, zeer vele Cepheïden, en enkele onregelmatige veranderlijken. Voorts sterrenhopen met dezelfde afmetingen als in het melkwegstelsel en lichtende gasnevels zoals de Orionnevel. Door hun grote rijkdom aan Cepheïden (in elke Wolk zijn er circa 1000 bekend met perioden van 1 tot 50 dagen) zijn de Magellaanse Wolken heel geschikt voor statistische onderzoekingen van deze veranderlijken. Het verband tussen periode en lichtkracht werd voor het eerst door Leavitt gevonden in de Kleine Magellaanse Wolk.

De afstanden van de Magellaanse Wolken tot het centrum van het melkwegstelsel zijn niet groter dan de diameter van het laatste, en hun snelheden ten opzichte van dit centrum zijn gering. Misschien moeten wij de stelsels als begeleiders van het melkwegstelsel beschouwen.

I.10.2 *Het Andromeda-stelsel*

De Andromeda-nevel (M31 = NGC 224; zie plaat 7) is een stelsel dat met het blote oog als een wazig, lichtend vlekje met afmetingen van ½ × ¼ graad te zien is in het sterrenbeeld Andromeda.

De ware afmetingen zijn veel groter; volgens moderne foto's heeft de omtrek een grootste en kleinste diameter van respectievelijk 2°,5 en 0°,7, terwijl uit fotometrische onderzoekingen blijkt, dat de grootste diameter ten minste 7° is. Het is een typische Sb-nevel. Er is een helder middendeel,

---

Plaat 8 Het balkspiraalstelsel NGC 1300 in Eridanus (type SBb(s)); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies*.

Plaat 9 Het elliptisch stelsel M 87 = NGC 4486 met 'jet' (type E0pec); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies*.

waar twee spiraalarmen van uitgaan. Op kort belichte opnamen ziet men, dat de spiraalstructuur reeds dicht bij de kern aanwezig is, doch daar voornamelijk bepaald wordt door de donkere sporen, vermoedelijk wolken donkere materie, die zich aftekenen tegen de gelijkmatige heldere achtergrond. In de buitenste delen daarentegen zijn het de lichte plekken die de structuur bepalen, de spiraalarmen vormen hier geen egale band, maar bestaan uit een verzameling van talloze kleine lichtende vlekjes. Dit blijken bij gedetailleerd onderzoek sterren van hoge lichtkracht te zijn of groepen van sterren, en wel open sterrenhopen, zoals wij ze ook in het melkwegstelsel kennen, en lichtende gasnevels. De afstand, 680 kiloparsec, is grotendeels bepaald uit de in het stelsel voorkomende Cepheïden. Sterren of sterrenhopen, helderder dan de absolute magnitude —2, kunnen er afzonderlijk worden onderscheiden, en onder gunstige omstandigheden ook nog zwakkere. In het centrale gebied binnen een straal van 1500 parsec rondom de kern bevinden zich geen objecten van hoge lichtkracht zoals in de verder naar buiten gelegen delen. De helderste zijn hier rode sterren met fotografische absolute magnitude —1,1; Baade is er met bijzondere voorzorgen in geslaagd, deze nog net te onderscheiden op roodgevoelige platen. Wel komen er in dit gebied veel novae voor (een dertigtal per jaar), die tijdelijk de absolute magnitude —7 bereiken en zich in alle opzichten net zo gedragen als de novae in het melkwegstelsel. In het gebied tussen 1500 en 4000 parsec van de kern vinden we sterren met grote lichtkracht, zoals O- en B-sterren die bij voorkeur in groepjes voorkomen en samen met de emissienevels de loop van de spiraalarmen bepalen. In het gehele gebied vanaf de kern tot en met dat van de spiraalarmen vindt men de Cepheïden, met de grootste concentratie in het centrale deel. Fotografeert men de nevel in rood licht, dan blijkt de spiraalstructuur te vervagen. De verdeling van de absoluut zwakke rode sterren is veel gelijkmatiger dan die van de heldere O- en B-sterren, en de dichtheid van deze rode sterren schijnt in de spiraalarmen niet veel groter te zijn dan ertussenin. In de nog verder naar buiten liggende delen van de nevel verdwijnen de absoluut heldere sterren weer. De straal van het gehele stelsel wordt geschat op 16 kiloparsec. De bolvormige sterrenhopen, enige honderden, komen vóor in een ellipsvormig gebied rondom de kern, ongeveer in hetzelfde als waarbinnen de spiraalstructuur optreedt, maar met veel sterkere spreiding loodrecht op de grote as van het nevelbeeld.

Plaat 10 Het dwergstelsel in Sextans (type Irr); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies.*

TABEL: DE LOKALE GROEP VAN STERRENSTELSELS

Melkwegstelsel
Grote Magellaanse Wolk
Kleine Magellaanse Wolk
Andromedastelsel, M 31 = NGC 224
Begeleider Andromedastelsel, M 32 = NGC 221
Begeleider Andromedastelsel, NGC 205
M 33 = NGC 598
Sculptor-stelsel
Fornax-stelsel
NGC 6822
NGC 147
NGC 185
IC 1613
Wolf-Lundmark-stelsel:
Leo I-stelsel
Leo II-stelsel
IC 10:
IC 342:
NGC 6946?
Leo III-stelsel:
Draco-stelsel
Sextans B-stelsel:
Ursa Minor-stelsel
Sextans A-stelsel:
NGC 300?

: = onzeker; ? = zeer onzeker

De afbeeldingen van de nevel doen vermoeden, dat we een ongeveer cirkelvormig plat stelsel zien onder een hoek van 15°. De spiraalstructuur doet vermoeden, dat het stelsel in roterende beweging is om een as loodrecht op het vlak ervan. Inderdaad is uit radiële snelheidsmetingen van delen van de nevel op verschillende afstanden van de kern gevonden, dat dit het geval is.

Vermoedelijk bewegen de sterren in het stelsel in cirkelbanen rondom

type	middellijn		afstand	M_v	log(massa)	rad.snelheid
	in boog-minuten	in kpc	in kpc		in $\mathfrak{M}_\odot$	in km/sec
Sb	–	20	10	—20,3	11,3	–
Irr	550	8	53	—17,6	10 :	+276
Irr	320	5	60	—16,2	10 :	+168
Sb	210	52	680	—20,0	11,6	—267
E2	8	2,1	680	—15,5	9,3	—220
E5	16	4,2	680	—15,7	10 :	—239
Sc	70	18	700	—18,1	10,3	—190
E3	106	2,4	86	— 9,9	6,5	–
E3	100	6,2	188	—12,4	7,3	— 73
Irr	20	1,7	660	—14,5	–	— 34
E4	12	2,4	680	—13,6	10 :	–
E2	16	2,9	680	—13,9	10 :	—270
Irr	20	4	680	—14,1	8 :	—235
Irr	13	1,8	500?	—13,5	6,5	–
E3	28	1,8	230	—10,5		
E0	20	1,3	230	— 9,0	6	–
Irr	15					
Sc	20					
Sc	7	2?	800?	—17		
Irr	4:		1000?			
E3	52	1,0	77	–	5	–
Irr	3					
E6	60	2,4	68	–	5	–
Irr	5					
Sc	20	6?	1000?	—16		

de kern. Op een afstand van 7 kiloparsec van de kern bedraagt de cirkelsnelheid 300 à 400 km per sec. Het verloop met de afstand tot de kern stelt ons in staat, de massa van het stelsel te berekenen. Afgezien van een massieve kern met 1/200 van de totale massa, blijkt de materie vrij gelijkmatig over het stelsel verdeeld te zijn met naar buiten toe langzaam afnemende dichtheid; de totale massa is ongeveer 100 000 miljoen maal die van de zon.

De Andromeda-nevel gelijkt in vele opzichten – afmeting, massa, samenstelling, rotatiebeweging – sterk op het melkwegstelsel, voor zover we dat thans kennen. Gedetailleerd onderzoek van dit stelsel, dat wij in tegenstelling tot het melkwegstelsel goed kunnen overzien, is daarom ook zeer belangrijk voor het inzicht in de bouw van het melkwegstelsel zelf.

Vlak bij de Andromeda-nevel bevinden zich twee elliptische stelsels (zie plaat 7). Deze beide stelsels zou men als 'begeleiders' van het Andromedastelsel kunnen beschouwen. Ofschoon dit stelsel en het melkwegstelsel enigszins op elkaar lijken, zijn de twee begeleiders van elk van beide stelsels geheel verschillend: de begeleiders van het melkwegstelsel zijn beide onregelmatig, die van de Andromeda-nevel beide elliptisch.

I.10.3 *De lokale groep*

Behalve de hierboven genoemde stelsels bevinden zich nog een grote spiraalnevel (M 33) en bijna twintig kleinere stelsels binnen een straal van 10^6 parsec van de melkweg. Al deze stelsels vormen een afzonderlijke groep die men de lokale groep pleegt te noemen. Het grootste aantal onder de leden van deze groep vormen de dwergstelsels (zie plaat 10). Vermoedelijk is hun aantal zelfs nog groter, want de kans om deze stelsels te ontdekken is klein. Vele van deze stelsels zijn op de platen van de National Geographic Society-Palomar Observatory Sky Survey ontdekt. Van deze verzameling platen ontbreekt het deel van de hemel ten zuiden van de declinatie —40°, dat vanuit de Palomar Sterrenwacht niet te bereiken is.

De tabel op pag. 66/67 geeft een lijst van de stelsels van de lokale groep. Op een afstand groter dan 10^6 parsecs is de ruimte veel schaarser met stelsels gevuld.

I.11 ALGEMENE EIGENSCHAPPEN EN WAARNEMINGEN AAN EXTRAGALACTISCHE STELSELS

I.11.1 *De groepsvorming*

De groepsvorming is een algemeen verschijnsel. Vele groepen merkt men dadelijk op bij het bestuderen van de verdeling van de stelsels op foto's; op de ene plek ziet men er meer dan op de andere en de kansrekening leert, dat dit geen toeval kan zijn, zodat we met werkelijke concentraties in de ruimte te doen hebben. Zij variëren van dubbele en meervoudige stelsels via kleine groepen, zoals de lokale groep, tot grote met enkele honderden leden (plaat 11). Groepen met meer dan duizend leden zijn zeldzaam.

Het is nog niet met zekerheid vastgesteld dat er stelsels bestaan, die niet tot een groep behoren.

Een dichtbij zijnde en tevens zeer rijke groep vinden wij in het sterrenbeeld de Maagd bij de noordelijke melkwegpool. Wij noemen deze de Virgo-groep. De leden ervan zijn verspreid over een gebied van ruim 100 vierkante graden en vele ervan zijn spiraalnevels. In sommige daarvan kunnen wij nog net de helderste sterren onderscheiden; zij zijn van de 19de grootte en zwakker en daaruit vinden wij voor de afstand van de gehele Virgo-groep 4 miljoen parsec.

Een uitvoerig onderzoek naar de grotere groepen van stelsels door G. O. Abell op fotografische platen, opgenomen met de grote Schmidtkijker op Palomar Mountain, bracht een groot aantal van deze groepen te voorschijn. Een groot opgezet statistisch onderzoek naar de verdeling van de sterrenstelsels in de ruimte op de Lick Sterrenwacht is nog niet afgesloten.

I.11.2 *De bepaling van de afstand*

De bepaling van de afstand is bij sterrenstelsels – evenals bij sterren – een van de moeilijkste problemen. Voor die stelsels waarin men de helderste sterren als afzonderlijke objecten kan waarnemen, kunnen de afstanden worden bepaald met behulp van sterren met bekende absolute magnitude. De meest geschikte objecten hiervoor zijn de type I-Cepheïden vanwege de periode-lichtkracht-relatie; zie deel 4, I.2.6.

Verder kan men ook gebruiken: de absolute helderheid van de novae tijdens hun maximale helderheid, die van de helderste gewone sterren of die van de gebieden van geïoniseerd waterstof (H II-gebieden).

Ook supernovae (zie deel 3, III.6.7) kunnen eventueel als afstandscriterium dienen, vooral nu sinds de jaren vijftig F. Zwicky en zijn medewerkers met een stelselmatig onderzoek naar deze sterren in extragalactische stelsels zijn begonnen. Enkele van deze supernovae, die soms bijna eenzelfde helderheid hebben als het gehele sterrenstelsel waarin zij voorkomen, zijn in plaat 12 te zien. Voor sterrenstelsels op grotere afstand kan men uit de totale helderheid van het stelsel de afstand schatten door middel van de relatie tussen de absolute en schijnbare magnitude (zie de formules in deel 3, I.1.2 en 1.3).

Van de absolute helderheid kan een schatting worden gemaakt op grond van de stelsels van hetzelfde type, die een kleinere, bekende afstand hebben. Op deze wijze kan uit de helderste stelsels van een groep stelsels ook de afstand van de gehele groep worden geschat. Het is namelijk gebleken dat de absolute magnitude van telkens het helderste stelsel in een groep slechts een kleine spreiding heeft. Deze vaststelling stelt ons in

staat om zelfs van zeer grote afstanden een redelijke schatting te doen.
Uit de afstand en de dimensie in boogmaat volgt de lineaire dimensie. Over de dimensies van verschillende stelsels kan men zich een idee vormen aan de hand van de gegevens in de tabel die op de pagina's 66 en 67 is opgenomen.

I.11.3 *De bepaling van de massa*

a Uit de rotatiekromme
Voor de bepaling van de totale massa van een stelsel kunnen twee methoden worden gevolgd.

Volgens de eerste methode kan men uit de rotatiekromme – dat is de snelheid van de rotatie als functie van de afstand tot de rotatie-as – met behulp van de gravitatiewet de verdeling van de massa in het stelsel en de totale massa bepalen (zie deel 4, I.4.3). Van de rotatie kan echter slechts de component in de gezichtslijn van de waarnemer uit worden gemeten. Bovendien is de gemeten radiële snelheid van een bepaald punt van het stelsel gelijk aan een zekere gemiddelde waarde van de snelheid van alle punten van de gezichtslijn, zoals deze het desbetreffende stelsel doorsnijdt. Om de rotatiekromme te kunnen afleiden, zal ook de helling van het vlak van het stelsel ten opzichte van de gezichtslijn bekend moeten zijn.

Het spreekt vanzelf, dat metingen van radiële snelheden van bepaalde punten van een extragalactisch stelsel (dus niet de snelheid van de beweging van het stelsel zelf) slechts met grote moeite en door middel van zeer zorgvuldige waarnemingen kunnen worden verricht.

Tot nu toe zijn hiervoor drie verschillende methoden gebruikt:

1 Radiële snelheden van emissielijnen. Emissielijnen, bijvoorbeeld de lijn Hα van waterstof en de zogenoemde 'verboden' lijn van geïoniseerd zuurstof bij 3727 Å, kunnen vaak eenvoudiger worden gemeten, vooral bij zwakke objecten. Bij de nabije stelsels kan men de lijn Hα – en soms ook Hβ – van afzonderlijke gebieden van geïoniseerd waterstof waarnemen. Bij zwakkere stelsels plaatst men de – in dit geval lange – spleet van de spectrograaf langs de grote as van het stelsel.

De rotatie van het stelsel is er dan de oorzaak van, dat de lijn een helling vertoont ten opzichte van de loodlijn op de richting van de dispersie. Metingen van emissielijnen geven natuurlijk de rotatiekromme van het gas. Men heeft echter tot nu toe geen verschillen gevonden tussen de rotatie van het gas en die van de sterren, behalve nabij de kern van het Andromeda-stelsel.

2 Radiële snelheden van absorptielijnen. In dit geval meet men de snelheid van de sterren. De techniek van het meten is dezelfde als bij de

emissielijnen. De absorptielijnen zijn dikwijls alleen nabij de kern van het stelsel duidelijk zichtbaar.

3 Radiële snelheden met de 21 cm-lijn van de interstellaire neutrale waterstof. Het oplossend vermogen van de radiowaarnemingen is ook bij gebruikmaking van de modernste methoden kleiner dan dat van de optische metingen. Deze methode levert goede resultaten op bij stelsels waarvan de optische structuur vaag is en bij de nabije, uitgebreide stelsels. Nieuwe radiotelescopen – bijvoorbeeld de synthese-telescoop te Westerbork – zijn thans in constructie met het speciale doel, met behulp van een groot oplossend vermogen het hier genoemde probleem op te lossen.

b Uit onderlinge bewegingen

De tweede methode ter bepaling van de massa betreft de dubbele of meervoudige stelsels. Men kan dan te werk gaan met behulp van het zogenoemde viriaaltheorema dat uit de gravitatiewet is afgeleid (zie deel 4, I.7.2).

De toepassing van dit theorema is slechts mogelijk, wanneer men veronderstelt dat de beschouwde groep stelsels stabiel is.

Omgekeerd zou men bij bekende massa's van de leden van de groep met behulp van het viriaaltheorema kunnen afleiden of de beschouwde groep al dan niet stabiel is. Er zal verder moeten worden verondersteld dat alle massa's in de groep bekend zijn, en bovendien dat er geen intergalactische materie binnen de groep aanwezig is. Van het bestaan van intergalactische materie in het algemeen is men nog niet zeker. In verscheidene gevallen schijnen verbindingen van gasvormige materie tussen nabije stelsels te bestaan. De massa's van de stelsels van de lokale groep vindt men in de tabel op de pagina's 66 en 67.

Een toepassing van het viriaaltheorema op de lokale groep van sterrenstelsels heeft nog geen definitief uitsluitsel gegeven omtrent de stabiliteit van deze groep. De verhouding van de massa van een stelsel tot de lichtkracht ervan kan gegevens verschaffen omtrent de samenstelling van dat stelsel, het populatietype. In het bijzonder kan de verandering van de genoemde verhouding binnen een stelsel uitsluitsel geven over de verspreiding van de bevolkingstypen.

I.11.4 *Rotatie en dynamica van sterrenstelsels*

a Rotatie

Het spectrografisch bepalen van de rotatiekromme van sterrenstelsels is een zeer tijdrovend en moeilijk werk. Van een aantal elliptische stelsels is de rotatiekromme nu bekend. Sommige vertonen vrijwel geen rotatie,

andere wel. In het bijzonder lijken de kernen van de stelsels vaak andere karakteristieken te vertonen dan het omhulsel. Verder zijn vooral in elliptische stelsels de niet-rotationele bewegingen van groot belang.

Uit de gedetailleerde fotometrie van het stelsel kan de massaverdeling van het stelsel worden afgeleid. Net als bij het melkwegstelsel verkrijgt men dan samen met de rotatiekromme een model van het sterrenstelsel. In het bijzonder leveren de kernen hier weer een moeilijkheid op, hun grote helderheid en kleine afmeting maken fotometrie vrijwel onmogelijk.

De waarnemingen aan spiraalnevels zijn uitgebreider. De centra lijken als starre lichamen te roteren, daarbuiten neemt de rotatiesnelheid langzaam met de afstand af, en de buitenste gebieden beschrijven Keplerbanen. Uit de massabepaling volgt dat een groot gedeelte van de massa ver van het centrum ligt en dermate zwak straalt, dat het niet kan worden waargenomen. Zo ligt een derde van de massa van M 31 buiten het meest naar buiten gelegen waargenomen punt. Interessant zijn ook de waarnemingen aan NGC 7479, een balkspiraalnevel, waaruit blijkt dat de balk als een star lichaam roteert.

Ook onregelmatige stelsels, zoals de Grote Magellaanse Wolk, vertonen rotatie; voor de Kleine Wolk is deze niet waargenomen.

b Niet rotationele bewegingen, uitbarstingen

Behalve de algemene rotatie vindt men in vele stelsels, net als in het melkwegstelsel, een spreiding in de waargenomen snelheden.

Deze snelheidsdispersie kan uit de spectra van de sterrenstelsels worden bepaald en geeft een maat voor de bewegingsenergie van de sterren in het stelsel. Met behulp van het viriaaltheorema en een geschikt model voor de potentiaal berekent men de massa's van de stelsels. Een groot aantal onzekerheden in deze berekening maakt hem echter vrij onbetrouwbaar. Zo is bijvoorbeeld het model voor de potentiaal, afgeleid uit de fotometrische waarnemingen, zeer gevoelig voor de omstandigheden in de kern, die echter slecht bekend zijn.

Ook wordt bij deze methode verondersteld dat de rotationele kinetische energie gering is vergeleken bij de totale kinetische energie. Dit hoeft zeker niet het geval te zijn.

Een tweede aanwijzing voor het bestaan van niet-rotationele snelheden zijn de interacties tussen verschillende sterrenstelsels. Aan de vorm van de stelsels is vaak te zien, dat getijkrachten werkzaam zijn, waardoor afwijkingen van de spiraalstructuur, verbindingen tussen de stelsels, asymmetrieën en dergelijke ontstaan.

Verder vindt men in de spectra van zogenoemde Seyfert-stelsels (zie deel 4, I.9) sterk verbrede emissielijnen, die duiden op zeer grote snel-

heden van het in de kern aanwezige gas. Dit wijst, ook gezien de soms aanwezige asymmetrie in de lijnen, op uitbarstingsverschijnselen, waarbij wolken gas worden uitgestoten. Het onregelmatige stelsel M82 vertoont in opnamen in Hα uitgebreide filamenten, welke ongeveer in de richting van de rotatie-as liggen. Uit spectrale waarnemingen blijken er explosiesnelheden van 1000 km/sec te bestaan. M 82 is een zwakke radiobron, die bovendien in het optische gebied synchrotronstraling uitzendt.

Het verband met de radiobronnen lijkt hiermee bevestigd. Immers, men aanvaardt vrij algemeen, dat de radiostraling van de sterke radiobronnen in de buurt van sterrenstelsels wordt veroorzaakt door snelle elektronen die rond magnetische veldlijnen spiraleren, en ten gevolge van de versnelling radiostraling, dan wel optische straling, uitzenden, afhankelijk van de energie van de elektronen en van de sterkte van het magnetische veld. Deze elektronen zijn afkomstig van de sterrenstelsels en worden tijdens uitbarstingen in de kernen van de stelsels uitgestoten.

Tenslotte vermoedt men dat sommige neveltjes in de buurt van sterrenstelsels zijn uitgestoten door het stelsel tijdens een explosie (zie deel 4, I.12.4b en I.13). Soms zijn dit sigaarvormige condensaties die gericht zijn van het centrum van het stelsel vandaan, soms zijn het slechts 'veegjes'.

I.11.5 *Verspreiding van de sterrenstelsels in de ruimte*

Wat betreft de verspreiding in de ruimte, is al vermeld dat er veelvuldig groepsvorming optreedt, dat dus de verspreiding zeer onregelmatig is. Uiteraard zal bij een onderzoek naar deze verspreiding eerst de invloed van de interstellaire absorptie binnen het melkwegstelsel (zie deel 4, I.1) geëlimineerd moeten worden. De verdeling van de groepen zelf, vooral gezien op zeer grote schaal, lijkt wat gelijkmatiger te zijn. Nadat Hubble als pionier bij dit onderzoek was opgetreden, zijn thans verscheidene zeer uitgebreide statistische onderzoekingen hieromtrent aan de gang. Het is derhalve op dit moment nog niet mogelijk, zich een goed beeld hierover te vormen.

Een beschouwing van de verspreiding van sterrenstelsels op zeer grote schaal, de verspreiding in het heelal – misschien beter gezegd: in het geheel van de ruimte en tijd – voert ons naar de kosmologie, een tak van de sterrenkunde, die de eigenschappen van het heelal als geheel tot gebied van onderzoek heeft. Dit brengt ons buiten het thema van dit hoofdstuk.

Ook de studie van de beweging van de sterrenstelsels leidt naar de kosmologie. Wij kunnen de beweging van de stelsels slechts in de richting van de gezichtslijn meten. Een beweging loodrecht op de gezichtslijn, dus in het raakvlak aan de hemelbol, kan vanwege de enorme afstand van de stelsels niet worden waargenomen.

Tussen haakjes: dit is een reden dat er op het ogenblik een poging wordt ondernomen, het coördinatenstelsel waarin posities van sterren worden vastgelegd, te verankeren aan de posities van extragalactische stelsels. Evenals bij de sterren kan de beweging van een sterrenstelsel in de richting van de gezichtslijn, de radiële snelheid, als een doppler-verschuiving van de spectraallijnen gemeten worden. Er is bij deze metingen een zeer merkwaardige relatie aan het licht gekomen. De spectraallijnen verschuiven naar langere golflengten – het verschijnsel wordt daarom de roodverschuiving (plaat 13) genoemd – en wel evenredig met de afstand van het stelsel.

Dit betekent, dat de naar buiten gerichte radiële snelheid evenredig is aan de afstand van het stelsel. Dat men dit effect nooit binnen het melkwegstelsel heeft gevonden, is niet zo verwonderlijk, gezien de kleine afstanden waar het dan om gaat. Het verschijnsel is met des te groter zekerheid vastgesteld naarmate men verder in de ruimte doordrong. Dit gehele verschijnsel, dat men uitdijing van het heelal heeft genoemd, heeft wel eens twijfel doen rijzen omtrent de interpretatie van de verschuiving der spectraallijnen naar langere golflengte als een werkelijke radiële snelheid. Een bevredigende andere verklaring is echter nog niet gegeven. Met de klassieke optische methode heeft men snelheden tot bijna de helft van de lichtsnelheid kunnen meten.

De bepaling van de evenredigheidsconstante van de roodverschuiving – de constante wordt naar de ontdekker de constante van Hubble genoemd – is voor de kosmologie van fundamentele betekenis (zie deel 4, v). Deze bepaling gebeurt met behulp van de afstanden van de sterrenstelsels; zie deel 4, I.11.2. Het is daarom van bijzonder belang, eventueel optredende systematische fouten in deze afstanden nauwkeurig te onderzoeken en te elimineren.

I.11.6 *De evolutie van sterrenstelsels*

Wanneer men zich een beeld tracht te vormen van de ontwikkeling van de sterrenstelsels, dient men terug te gaan tot de oorsprong van het heelal. In deel 4, v komt dit uitgebreider aan de orde. In de verschillende theorieën echter komt steeds het ogenblik waarop een hoeveelheid materie zich zal afzonderen van de omgeving, zij het door condensatie, zij het als rest van de oorspronkelijke vorm waarin de materie verkeerde. Een dergelijke brok materie zal men kunnen karakteriseren door een temperatuur en een dichtheid, welke men in het begin vrij homogeen veronderstelt, een hoeveelheid impulsmoment en een magnetisch veld. De koppeling van deze parameters aan de intergalactische materie wordt in eerste instantie verwaarloosd. Elk model zal in staat dienen te zijn in

elk geval de verschillende typen sterrenstelsels te verklaren. De pogingen die in deze richting werden gedaan, hadden verschillende resultaten. Men vermoedt, dat één bepalende factor voor het type sterrenstelsel de hoek tussen het magnetische veld en het impulsmoment is. Soms wordt verondersteld dat bij elliptische stelsels deze hoek gelijk aan nul is, bij spiraalnevels ongeveer 90°; het tegengestelde wordt ook beweerd. Een bewijs voor het eerste geval zou kunnen worden geleverd door een aantal gevallen van elliptische stelsels, waar de rotatie-as en het magnetische veld ongeveer dezelfde richting hebben. De spiraalstelsels denkt men zich dan ontstaan door het 'opwinden' van het magnetische veld in het vlak loodrecht op de rotatie-as. Zekerheid bestaat hierover nog niet.

Wel lijkt duidelijk te zijn, dat de oorspronkelijke wolk zal afkoelen door uitstraling. Hierdoor vermindert de hydrostatische druk en de wolk krimpt in. Door de steeds toenemende rotatie ontstaat dan de afplatting van het stelsel. Tijdens deze contractie zullen sterren condenseren in de wolk. Deze gevormde sterren ondervinden vrijwel geen invloed meer van de druk van de gaswolk; alleen de algemene gravitatie bepaalt hun baan. Het lijkt dus begrijpelijk, dat de sterren ongeveer een volume vullen, dat tijdens hun vorming door de gaswolk werd ingenomen. Daaruit wordt het begrijpelijk, dat de zeer oude bolvormige sterrenhopen zich het verst boven het galactische vlak bevinden, terwijl we de jonge hete sterren uitsluitend in de gasvormige gebieden in de schijf aantreffen.

Wat voor rol tijdens de eerste contractie het magnetische veld speelde in bijvoorbeeld het transport van het impulsmoment, is nog onbekend, terwijl ook de vraag of de verschillende typen stelsels verschillende oorsprong hebben dan wel verschillende stadia van eenzelfde type zijn, nog niet is opgelost. Hoewel men vroeger de voorkeur gaf aan een ontstaan van een sterrenstelsel door condensatie in een ijle gasnevel, wordt tegenwoordig ook vaak met de mogelijkheid gespeeld, dat in het bijzonder de kernen van de stelsels resten zijn van de oorspronkelijke gecondenseerde materie bij de aanvang van het heelal. De bijzonder grote dichtheden, helderheden, energieën, uitbarstingen en andere verschijnselen sluiten een dergelijke ontstaanswijze niet uit.

I.12 RADIOSTRALING UIT EXTRAGALACTISCHE STELSELS

I.12.1 *De 21 cm-straling*

Fotografische opnamen van extragalactische stelsels laten reeds duidelijk zien dat een aantal van deze stelsels evenals het melkwegstelsel interstellaire materie bevat. Het is daarom niet zo verwonderlijk dat ook daar

de 21 cm-straling van het neutrale waterstofgas is waargenomen (deel 4, II.6.3), althans in de meest nabije stelsels. Uit de resultaten van voorlopige onderzoekingen vooral in de lokale groep vindt men dat in de reeks van typen Irr, Sc, Sb, Sa en S0 het aantal stelsels met waterstofgas continu afneemt. Onderstaande kleine tabel geeft de gemiddelde massa van het waterstofgas in stelsels van verschillende typen, uitgedrukt in de totale massa van het stelsel:

type	Irr	Sc	Sb	Sa	S0
massa H/massa stelsel	0,16	0,10	0,05	$<0{,}05$	$<0{,}001$

Nauwkeuriger gegevens, in het bijzonder over de verspreiding van het gas binnen een stelsel, kunnen pas ter beschikking komen, nadat men met behulp van nieuwe interferometrische methoden een groter oplossend vermogen verkregen heeft. Hiertoe bouwt men, onder andere, de zogenoemde synthese-telescopen, waarvan één installatie bestaande uit twaalf telescopen thans zijn voltooiing nadert in Westerbork (zie deel 4, II).

I.12.2 *De thermische straling*

Onder de radiobronnen wordt een onderscheid gemaakt tussen de thermische en de niet-thermische bronnen. De thermische bronnen zijn meestal galactisch of, indien zij met een extragalactische nevel zijn geïdentificeerd, in elk geval zwak. Onder de galactische radiobronnen vindt men niet-thermische, en vrijwel alle extragalactische radiobronnen zijn niet-thermisch; bovendien vallen zij in de categorie van de sterke radiobronnen.

Een thermische radiobron herkent men aan het spectrum. Wanneer men de intensiteit en de frequentie logaritmisch tegen elkaar uitzet, vindt men bij een thermische bron vanaf een bepaalde frequentie een vrijwel vlak verloop. Beneden deze frequentie neemt de intensiteit af en wordt het verband gegeven door

$$I_\nu = \text{constante } \nu^2.$$

Elke bron die hieraan niet voldoet, noemt men niet-thermisch. In sommige gevallen is deze indeling moeilijk en blijkt het spectrum te bestaan uit een combinatie van een thermisch en een niet-thermisch spectrum.

De thermische radiostraling die afkomstig is van gebieden van geïoniseerd waterstof, de H II-gebieden (zie deel 4, II), is, behalve in het melkwegstelsel, tot nu toe slechts waargenomen in de beide Magellaanse Wolken en in één ander stelsel, de radiobron Perseus A = NGC 1275.

I.12.3 *De niet-thermische radiobronnen*

a Structuur en afmetingen van niet-thermische radiobronnen

Wanneer we ons hierbij allereerst beperken tot de radiobronnen die geïdentificeerd zijn met extragalactische nevels, valt op dat de bronnen vaak een dubbele structuur hebben (plaat 14). Men treft aan weerszijden van het optische stelsel een maximum in de radiostraling aan. Soms zijn deze maxima bij verschillende frequenties verschillend. Meestal heeft de verbindingslijn van de twee componenten dezelfde richting als de rotatie-as van het stelsel.

Aangezien de straling vaak gepolariseerd is, veronderstelt men dat het stralingsmechanisme de zogenoemde 'synchrotronstraling' is. Er is vrijwel geen ander mechanisme voorstelbaar bij de lage dichtheden buiten een sterrenstelsel, dat polarisatie van de straling zou kunnen veroorzaken. Uit de polarisatierichting bepaalt men rechtstreeks de richting van de magnetische veldsterkte. Deze blijkt vaak ongeveer samen te vallen met de rotatie-as en de verbindingslijn tussen de componenten van de radiobron.

Hoewel het merendeel van met extragalactische nevels geïdentificeerde radiobronnen dubbel is, vindt men ook een aantal enkele bronnen. Een gedeelte hiervan kan men verklaren door aan te nemen dat twee componenten zich achter elkaar bevinden, sommige zijn duidelijk enkel in structuur. Deze laatste bevinden zich dan steeds binnen het optische stelsel en zijn soms te klein om te worden opgelost.

De componenten van een dubbele radiobron hebben meestal afmetingen die vergelijkbaar zijn met die van het optische stelsel, en met de afstand tot het stelsel.

Bij grotere afstand van de componenten hoort meestal een grotere diameter van de afzonderlijke bronnen. Tot de grootste bronnen behoort Hercules A, met een afstand tussen de componenten van 200 kpc en een lineaire afmeting van ongeveer 100 kpc. Er zijn radiobronnen met afmetingen tot 1 Mpc bekend, hetgeen vele malen groter is dan het optische stelsel.

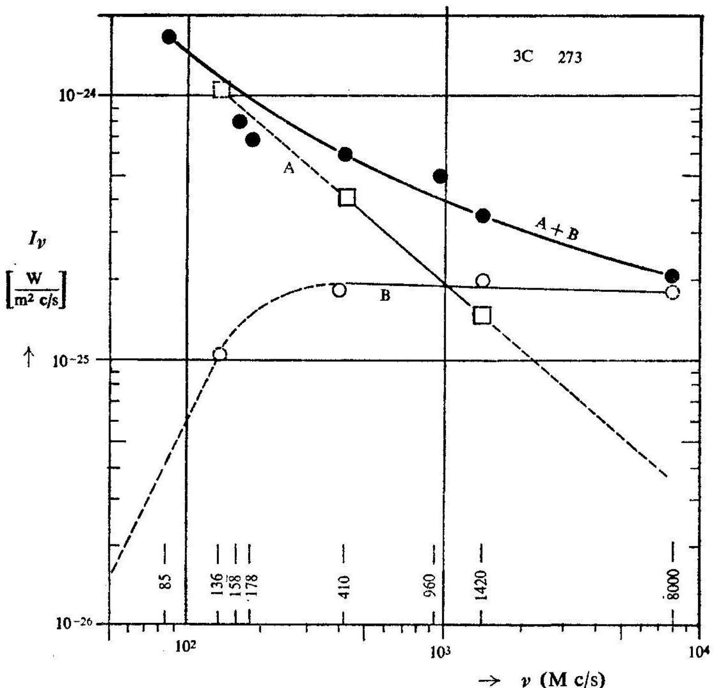
Na de identificatie van radiobronnen met extragalactische nevels, vermoedde men dat men beneden een bepaalde schijnbare diameter geen bronnen meer zou aantreffen. Er werden echter veel kleine bronnen ontdekt, hetgeen duidde op een oppervlaktehelderheid die groter was dan die van het merendeel der radiostelsels. Een aantal van deze puntbronnen werd geïdentificeerd met de zogenoemde quasi-stellaire objecten (zie deel 4, I.13).

b De spectra van de niet-thermische radiobronnen

De meeste niet-thermische radiobronnen hebben een zogenoemd machtsspectrum, hetgeen betekent dat I_ν en ν verband houden volgens

$$I_\nu = \text{constante} \times \nu^{-\alpha}.$$

De constante α heet de spectrale index van de bron. In afb. 13 is een voorbeeld van een machtsspectrum gegeven in de vorm van de radiobron 3C 273A; de bron 3C 273B is waarschijnlijk een thermische bron, een model voor het thermische spectrum is in de afbeelding aangeduid. De grootte van de spectrale index kan aanzienlijk verschillen. Bij spectra die in het waarneembare gebied door middel van één index gekarakteriseerd kunnen worden, variëert hij van ongeveer 0 tot meer dan 1. Een aantal



Afb. 13 Radiospectrum van het quasi-stellaire object 3C273. Het spectrum van de A-component is niet-thermisch. Dat van de B-component (het centrale gedeelte van het object) is misschien thermisch. De twee componenten vormen een gekromd spectrum.

bronnen heeft in het log I – tegen – log ν diagram een gekromd spectrum. Vertoont het spectrum een maximum, dan kent men meestal aan de verschillende stukken een aparte index toe. Deze bronnen noemt men wel 'jong'. De verklaring hiervan is als volgt: zowel het protonen- als het elektronen-energiespectrum in de melkweg kan beschreven worden door

$$N(E) = \text{constante } E^{-\gamma}. \qquad (1)$$

Men vermoedt dat in de extragalactische radiobronnen de relativistische elektronen een dergelijk spectrum hebben, vooral ook omdat de 'rechte' radiospectra door synchrotronbestraling kunnen worden verklaard, mits de betrokken elektronen een door (1) beschreven energieverdeling hebben. Wanneer de elektronen vlak na hun versnelling tot hoge energieën in het magneetveld komen, en gaan stralen, zullen de elektronen met hogere energie relatief meer energie uitstralen dan de laag-energetische. De elektronen met hoge energie stralen in het algemeen bij hogere frequenties; wanneer er dus relatief minder zijn, zal men een afname van de radiostraling bij hoge frequenties zien; hierdoor wordt het spectrum gekromd.

De afname in intensiteit bij lage frequenties kan door verschillende processen worden veroorzaakt; één daarvan is de synchrotron-zelfabsorptie, een andere mogelijkheid is dat bij lage energieën de energieverdeling van de elektronen afwijkt van (1).

Spectra met een minimum verklaart men meestal door aan te nemen, dat er twee niet-thermische bronnen met verschillende spectrale index tegelijk worden waargenomen. Bij lage frequenties ziet men dan de bron met het steile, bij hoge frequenties de bron met het vlakke spectrum.

I.12.4 *Enige voorbeelden van extragalactische radiostelsels*

a De bron Centaurus A

Deze bron, die de sterkste is in het sterrenbeeld Centaurus, werd als een van de eerste radiobronnen in 1949 geïdentificeerd, en wel met het sterrenstelsel NGC 5128, (type E tot D). De afstand is ongeveer 4,7 Mpc. De kern is elliptisch, en een brede absorberende band van gas en stof ligt in het equatoriale gebied. De band draait om de hoofdas van de kern, maar met een grotere snelheid dan de kern zelf. Langs de rotatie-as lopen vage nevelachtige structuren tot meer dan 40 kpc van het centrum. Deze materie moet zijn uitgestoten langs de rotatie-as, waarlangs ook het magnetische veld is gericht. Dit laatste is gevonden uit de radiowaarnemingen. De radiobron zelf is zeer gecompliceerd van structuur. Hij

bestaat uit ten minste drie paren dubbele bronnen. Het eerste paar is klein en ligt nog binnen het optische omhulsel van het stelsel. Uit polarisatiewaarnemingen aan dit paar heeft men de richting van het magnetische veld afgeleid. De andere paren liggen ver buiten het stelsel; de componenten van het buitenste paar liggen het verst en zijn het zwakst. In totaal bestrijkt de bron aan de hemel een gebied met een diameter van ongeveer 10°, wat overeenkomt met een lineaire afmeting van ongeveer 700 kpc. De radiosterkte is in de orde van 10^{42} erg s^{-1}, hetgeen vrijwel evenveel is als de lichtsterkte van de melkweg. In het optische gebied straalt NGC 5128 ongeveer 10^{44} erg s^{-1} uit.

Men veronderstelt, dat in dit stelsel ten minste drie achtereenvolgende uitbarstingen hebben plaatsgevonden, waarvan men nu nog de drie paren radiobronnen waarneemt.

b De bron Virgo A

Virgo A, ook een van de eerste geïdentificeerde radiobronnen, behoort bij het elliptische stelsel M 87, een lid van de Virgo-groep. Het stelsel is vrijwel bolsymmetrisch, maar vertoont bij korte belichtingstijden een zeer felle kleine kern, terwijl dan bovendien een sigaarvormig neveltje zichtbaar wordt. Dit laatste bestaat uit een aantal zeer kleine, uiterst heldere condensaties en een zwakker langwerpig omhulsel. De kern is ongeveer 100 pc groot, terwijl het totale omhulsel, waar dus kern en sigaarnevel binnen vallen, een diameter heeft van ongeveer 6 kpc. Het neveltje strekt zich tot 1100 pc van het centrum van het stelsel uit, waaruit men zou kunnen afleiden dat het, wanneer het met zeer grote snelheid van de kern vandaan gaat, en uit de kern is ontstaan, toch op zijn minst 4000 jaar oud moet zijn.

De condensaties in het neveltje zijn sterk gepolariseerd, hetgeen wijst op optische synchrotronstraling. Het optische spectrum van de kern laat zien dat grote massa's gas met ongeveer 1000 km/sec door deze kern worden uitgeworpen.

Ook deze radiobron is complex. Er is een ongepolariseerde bron vlak bij de kern; deze bron is dubbel met een onderlinge afstand van ongeveer 2,5 kpc en uitgestrekt in de richting van het neveltje. Hieruit blijkt duidelijk het belang van het neveltje als onderdeel van de radiobron. Verder is er een uitgestrekte bron in de vorm van een halo rond het stelsel; deze

---

Plaat 11 Groep van extragalactische stelsels in Corona Borealis (opname met de 5 meter-spiegeltelescoop, Mount Wilson and Palomar Observatories).

bron is licht gepolariseerd, heeft een diameter van ongeveer 20 kpc en zendt de helft van de totale radiostraling uit. De halobron en het sigaarvormige neveltje zijn zonder twijfel niet-thermische (synchrotronstraling) bronnen. Over de ware aard van de kern is nog weinig bekend.

I.13 QUASI-STELLAIRE OBJECTEN

Tenslotte willen wij nog aandacht schenken aan de quasi-stellaire radiobronnen (ook wel quasars genoemd; zie deel 4, I.9; in de Amerikaanse literatuur vindt men meestal de afkorting QSS: quasi stellar source).

In 1960 werd een vijftal niet-thermische radiobronnen met een zeer geringe schijnbare diameter geïdentificeerd met objecten die op fotografische platen niet van sterren te onderscheiden waren.

Aanvankelijk dacht men de eerste intrinsiek sterke radiobronnen onder de sterren gevonden te hebben, dat wil zeggen: 'sterk' vergeleken met de radiostraling van de zon.

Op het ogenblik zijn meer dan honderd quasars bekend; hun radiobronnen zijn meestal niet opgelost; bij die bronnen die wel opgelost konden worden, zijn sommige dubbel, maar vele hebben een heldere kern en een zwakkere halo.

Het continue spectrum in het optische spectrale gebied is erg blauw; in dat deel van het spectrum vond men eerst onverklaarbare brede diffuse emissielijnen, terwijl later ook smallere, zwakke absorptielijnen werden waargenomen. Pas in 1963 lukte het Maarten Schmidt van de Palomar-sterrenwacht, het spectrum van 3C273 (nummer 273 uit de derde Cambridge-catalogus van radiobronnen) te identificeren: het spectrum blijkt een aantal Balmerlijnen en verboden lijnen te bevatten, die alle ver naar het rode golflengtegebied waren verschoven. Daarna werden spoedig de spectra van de andere quasars geïdentificeerd, die ook allemaal een sterke roodverschuiving vertoonden. Op het ogenblik zijn van ongeveer 150 quasars het spectrum en de roodverschuiving bekend. Onder andere bij 3C9 zijn de spectraallijnen naar het drievoudige van hun oorspronkelijke golflengte verschoven.

De QSO's zijn vaak omgeven door wazige neveltjes en 'stralen'. Er zijn

---

Plaat 12 Een aantal supernovae, gevonden in extragalactische stelsels (volgens Humason, Gomes and Kearns, *Publications Astr. Soc. Pacific*, vol. 73, pag. 175, 1961).

ook quasars ontdekt zonder radiostraling; deze worden BSO's genoemd (blauwe stellaire objecten). Zij kunnen alleen ontdekt worden via hun blauwe kleur en de roodverschuiving in hun spectrum. Vermoedelijk behoort een niet gering percentage (ongeveer 4 per vierkante graad) van de blauwe sterren op hoge galactische breedte niet tot onze melkweg maar tot de BSO's.

Zowel in het optische spectrale gebied als bij millimeter- en radiogolflengten zijn variaties in de helderheid waargenomen, soms tot een verandering van twintig maal de oorspronkelijke helderheid in negen maanden.

Deze snelle helderheidsvariaties leggen strenge beperkingen op aan de afmetingen van de QSO's (BSO's én QSS). De optische diameter moet in de meeste gevallen minder zijn dan één lichtjaar, de radiodiameter soms minder dan tien lichtjaar.

Aangezien de roodverschuiving veroorzaakt moet zijn door dopplerverschuiving, blijven er twee mogelijkheden voor de interpretatie open. De eerste mogelijkheid is deze: de snelheid waarmee de QSO's zich van ons verwijderen, wordt veroorzaakt door het uitdijen van het heelal. Dan is de snelheid en dus de roodverschuiving een maat voor de afstand van het object. De evenredigheidsconstante, die het verband aangeeft tussen de snelheid en de afstand, is de constante van Hubble, waarvan de beste schatting op het ogenblik 75 tot 100 km/sec/Mpc is. Men berekent hiermee dat de QSO's zich op grote afstand van de melkweg bevinden: de dichtstbijzijnde is 475 Mpc weg, sommige hebben een afstand van meer dan 1500 Mpc (4500 miljoen lichtjaar).

De QSO's zijn dan behalve de verst verwijderde, ook de helderste objecten in het heelal: tot veertig maal helderder dan de extragalactische elliptische reuzenstelsels die ook vaak radiobron zijn. Hun radiohelderheid is vergelijkbaar met die van de andere sterke extragalactische radiobronnen, maar zowel de optische als de radiodiameter is tot 100 000 maal kleiner dan die van extragalactische radiostelsels.

De energiebron die de relativistische elektronen produceert, welke verantwoordelijk zijn voor deze grote helderheden, zowel optisch als in het radiogebied, is onbekend. Men vermoedt echter een grote overeenkomst met de kernen van D- en N-stelsels (zie deel 4, I.9 en 12) en de onlangs door Zwicky ontdekte 'compacte' sterrenstelsels. Deze laatste zijn optisch nauwelijks van sterren te onderscheiden en vertonen ook in hun spectra enige overeenkomst met de QSO's.

Terwijl de radiostraling vrij zeker veroorzaakt wordt door synchrotronstraling, vermoedt men dat het optische continuüm eerder door Comptonstraling veroorzaakt is. Hierbij verliezen de snelle elektronen hun energie

door botsingen met radiofotonen en fotonen in het verre infrarood. Deze fotonen krijgen door de overgedragen botsingsenergie een kortere golflengte en komen zo in het zichtbare gebied terecht. Een andere mogelijkheid is, dat de snelheden niet worden veroorzaakt door het uitdijend heelal, maar dat de QSO's een meer lokaal karakter hebben. Dit wil zeggen: door het ontbreken van een eigenbeweging moeten ze zich wel buiten ons melkwegstelsel bevinden, maar niet op kosmologische afstanden. De schattingen lopen in dit geval uiteen van 1 tot 10 Mpc (ter vergelijking: de Andromeda-nevel is 1,6 Mpc van ons verwijderd).

De QSO's zouden dan met grote snelheid door de melkweg zijn uitgestoten, en wel ongeveer 10 miljoen jaar geleden. Het is niet mogelijk dat de QSO's van andere, in de buurt gelegen sterrenstelsels (bijvoorbeeld de Andromeda-nevel), afkomstig zijn, omdat geen enkele blauwverschoven, dat wil zeggen: op ons toekomende QSO, is waargenomen. Het merkwaardige feit doet zich dan voor, dat de melkweg, in tegenstelling tot wat men steeds heeft aangenomen, een uitzonderingspositie zou innemen.

Op het ogenblik vermoedt men vrij algemeen, dat de QSO's zich op kosmologische afstanden bevinden. Hun overeenkomst met onder andere de D- en N-stelsels wijst daarop. Zo heeft men bijvoorbeeld aan een aantal N-stelsels waargenomen, dat de optische helderheid van de kern varieert op dezelfde manier, zij het minder drastisch, als de variatie in de helderheid van sommige QSO's.

Verder bleek een QSO bij een vermindering van de optische helderheid in het spectrum spectraallijnen te vertonen, die men bij normale sterrenstelsels ook aantreft, en welke van stellaire oorsprong zijn. Dit zou erop wijzen, dat ook de QSO's een kleine felle kern bezitten, die verantwoordelijk is voor het continuüm, terwijl daaromheen een stellaire component aanwezig is.

De absorptielijnen in de QSO-spectra vertonen niet allemaal dezelfde roodverschuiving. In sommige gevallen werden meer dan vier verschillende series absorptielijnen waargenomen, alle met verschillende roodverschuiving. Deze kunnen veroorzaakt zijn door absorberende wolken die zich in de buurt van het QSO bevinden en er door zijn uitgestoten; het is ook mogelijk, dat de absorberende massa's zich bevinden op afstanden die overeenkomen met hun roodverschuiving. In het laatste geval kan men aan sterrenstelsels denken, die zich tussen het QSO en de waarnemer bevinden.

Deze uiterst interessante objecten stellen de waarnemers en de theoretici voor de grootste problemen. Maar zij bieden de mogelijkheid, door te dringen tot delen van het heelal, welke tot dusver niet konden worden

bestudeerd; dat wil zeggen: tot afstanden van meer dan 10^{10} lichtjaar. Bedenkt men verder, dat de ouderdom van het heelal op 10^{10} tot 10^{11} jaar wordt geschat, dan betekent dit, dat men bij de bestudering van de QSO's niet alleen de verst weggelegen gebieden betrekt, maar bovendien de ontwikkelingen in de beginperiode van het heelal.

LITERATUUR

Algemene literatuur

ALBRECHT UNSÖLD, *Der neue Kosmos*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1967.

Melkwegstelsel (algemeen)

BART J. BOK and PRISCILLA F. BOK, *The Milky Way*, Harvard University Press, Cambridge, 1957.

Melkwegstelsel (verspreiding en beweging van de sterren)

A. S. EDDINGTON, *Stellar Movements and the Structure of the Universe*, MacMillan, London, 1914.

BART J. BOK, *The distribution of the stars in space*, University of Chicago Press, Chicago, 1937.

JEAN DELHAYE, *Astronomie stellaire*, Armand Colin, Paris, 1953.

E. VON DER PAHLEN, *Lehrbuch der Stellarstatistik*, Barth, Leipzig, 1937.

ROBERT J. TRUMPLER en HAROLD F. WEAVER, *Statistical Astronomy*, University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1953.

S. FLÜGGE (ed.), Handbuch der Physik, Band 53, *Sternsysteme*, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1959.

A. BLAAUW en M. SCHMIDT (red.), *Galactic Structure – Stars and Stellar Systems*, Vol. 5, Compendium of Astronomy and Astrophysics, University of Chicago Press, Chicago, 1965.

DIMITRI MIHALAS, *Galactic Astronomy*, W. H. Freeman and Company, San Francisco en London, 1968.

Melkwegstelsels (dynamica)

S. CHANDRASEKHAR, *Principles of Stellar Dynamics*, University of Chicago Press, Chicago, 1942.

E. VON DER PAHLEN, *Einführung in die Dynamik von Sternsystemen*, Birkhäuser, Basel, 1947.

K. F. OGORODNIKOF, *Dynamics of Stellar Systems*, Pergamon Press, Oxford, 1965.

JÜRGEN EHLERS (ed.), *Relativity Theory and Astrophysics* – 2. Galactic Structure, American Mathematical Society, Providence, Rhode Island, 1967.

Extragalactische stelsels

EDWIN HUBBLE, *The Realm of the Nebulae*, Oxford University Press, London, 1936.

WALTER BAADE, *Evolution of Stars and Galaxies*, Harvard University Press, Cambridge, 1963.

PAUL W. HODGE, *The physics and astronomy of galaxies and cosmology*, McGraw-Hill, New York, 1966.

ALLAN SANDAGE, *The Hubble Atlas of Galaxies*, Carnegie Institution of Washington, 1961.

HALTON ARP, *Atlas of peculiar galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena, 1966.

Quasars en radiobronnen

H. J. HABING, U. SCHWARZ, J. ROSENBERG, *Sterrenkundig Colloquium*, no. 17, Ned. Astr. Club; overdruk Nederlands Tijdschrift voor Natuurkunde, 1965.

GEOFFREY BURBIDGE en MARGARET BURBIDGE, *Quasi-Stellar Objects*, W. H. Freeman, San Francisco en London, 1967.

F. D. KAHN en H. P. PALMER, *Quasars, Their Importance in Astronomy and Physics*, Manchester University Press, Manchester, 1967.

II Interstellaire materie

DR. A. D. FOKKER JR. *en* PROF. DR. C. DE JAGER *Sterrenkundig Instituut te Utrecht*

II.1 INLEIDING

Er zijn maar weinig onderwerpen uit de sterrenkunde, waarbij niet op de een of andere manier een verband te leggen is met de interstellaire materie. De interstellaire materie is een uiterst ijl medium dat in hoofdzaak bestaat uit gas, al of niet in geïoniseerde toestand, en wel voornamelijk waterstofgas. Een kleine gewichtsfractie (enkele percenten) van de interstellaire materie bestaat uit microscopisch kleine stofdeeltjes.

Interstellaire materie wordt overal in ons melkwegstelsel aangetroffen, al is het merendeel geconcentreerd nabij het vlak van het melkwegstelsel. In dat vlak is de verdeling verre van regelmatig: in grote trekken is de interstellaire materie gegroepeerd volgens een – nogal verbrokkelde – spiraalstructuur. Op kleinere schaal is de interstellaire materie voorts verdicht tot meer of minder grote wolkcomplexen.

De centrale rol die de interstellaire materie direct of indirect speelt in verschillende sterrenkundige verschijnselen en processen moge blijken uit de volgende voorbeelden.

1 Alle sterren zijn ontstaan uit plaatselijke verdichtingen van de interstellaire materie. Wellicht vormen deze verdichtingen zich in zulke wolkcomplexen, waarin een bepaalde gemiddelde dichtheid overschreden wordt. De rotatie die een ster bij zijn vorming meekrijgt, kan worden teruggevoerd op de relatieve snelheden die de verschillende delen van zo'n verdichting oorspronkelijk ten opzichte van elkaar bezaten.

2 De chemische samenstelling van een ster correspondeert met die welke

de interstellaire materie op de plaats en tijd van het ontstaan van die ster bezat.

3 Het feit dat zeer veel sterren gegroepeerd zijn tot dubbele of meervoudige sterren, alsmede het bestaan van ons zonnestelsel en van de vele andere planetensystemen die ons melkwegstelsel vermoedelijk rijk is, moet direct verband houden met een neiging tot verbrokkeling van een onder invloed van de gravitatie zich samentrekkende interstellaire condensatie.

4 De interstellaire materie vertegenwoordigt ongeveer vier percent van de massa van het melkwegstelsel (in een vroeger stadium is dit percentage waarschijnlijk groter geweest). Toch hebben evolutie, structuur en dynamica van het melkwegstelsel ten minste zoveel te maken met de eigenschappen van de interstellaire materie als met die van de sterren. Dit kan men zich wel enigermate voorstellen door te bedenken, dat een botsing tussen twee sterren een uiterst zeldzame gebeurtenis is, maar dat botsingen tussen interstellaire wolken (waarvan de massa duizenden zonsmassa's kan bedragen) volgens kosmische tijdschaal zeer frequent optreden.

5 De nog niet opgeloste kwestie van het ontstaan en de instandhouding van de spiraalstructuur van de spiraalnevels (inclusief ons eigen melkwegstelsel) zal moeten worden beantwoord door een onderzoek van de magnetohydrodynamische eigenschappen van de interstellaire materie.

6 Dat er in ons melkwegstelsel magneetvelden voorkomen, is gebleken uit bepaalde door de interstellaire materie veroorzaakte effecten.

Wij laten het voorlopig bij deze aanduidingen en willen, alvorens meer in detail de interstellaire materie te behandelen, kort de verschillende aspecten ervan noemen.

Het langst bekend zijn de diffuse lichtgevende gasnevels die langs het vlak van de melkweg worden aangetroffen nabij hete sterren (behorende tot extreme populatie I), aan de ioniserende straling waarvan deze nevels hun lichtgevend vermogen ontlenen. Een aanmerkelijke fractie van het in deze nevels aanwezige waterstof is geïoniseerd; vandaar dat men dikwijls spreekt van H^+-gebieden.

Een tweede type lichtgevende nevel is de planetaire nevel. Planetaire nevels zijn veel kleiner van afmeting, vertonen een veel regelmatiger, bij benadering ronde, structuur en zijn geassocieerd met slechts één, zeer hete, centrale ster. De centrale sterren van planetaire nevels tenderen tot het melkwegstelsel, terwijl hun ruimtelijke verdeling veel meer bolvormig is dan plat. Overigens zijn er ook met populatie I karakteristieken.

Op foto's van de diffuse nevels, opgenomen in het licht van bijvoorbeeld de waterstoflijn Hα, ziet men vaak grillige donkere lanen en 'slurven',

die worden veroorzaakt door licht-absorberende materie, bestaande uit interstellair stof dat bijna onafscheidelijk met het interstellaire gas verbonden is. Het is deze materie die in ijle wolken vrijwel overal in het melkwegvlak aanwezig is, en verantwoordelijk is voor de roodverkleuring van verder weg gelegen sterren en die ons belet, het centrum van het melkwegstelsel optisch waar te nemen.

In het spectrum van ver weg gelegen sterren komen in de regel interstellaire absorptielijnen voor, die worden veroorzaakt door atomen van onder andere natrium en calcium; deze atomen vormen een bestanddeel van het koele niet-lichtende interstellaire gas. Dit niet-lichtende gas bestaat overigens grotendeels uit neutraal waterstof. Dit neutrale waterstof is optisch niet waarneembaar. Maar het is een bijzonder gelukkige omstandigheid dat waterstofatomen in hun grondtoestand een emissielijn uitzenden in het radiofrequente spectrum, en wel op een golflengte van 21 cm. Sinds 1951 heeft men deze emissielijn radioastronomisch kunnen waarnemen. Deze waarnemingen hebben de radioastronomen in staat gesteld, de verspreiding van neutraal waterstof over het hele melkwegstelsel te bestuderen (van absorptie door interstellair stof is op deze golflengte geen sprake). De waarneming van de 21 cm-lijn heeft als geen andere waarnemingsmethode bijgedragen tot de kennis van ons melkwegstelsel.

De H^+-gebieden zenden ook continue radiostraling uit. Deze radiostraling, die van thermische oorsprong is, manifesteert zich vooral op de kortere golflengten (cm-gebied). Niet-thermische continue radiostraling wordt uitgezonden door: *a* sommige restanten van supernova-uitbarstingen; *b* energierijke (zogenoemde relativistische) elektronen (deze vormen een bestanddeel van de kosmische straling) zowel in als buiten het melkwegvlak.

In deze beide gevallen heeft men te maken met synchrotronstraling, uitgezonden in een magneetveld door elektronen waarvan de snelheid weinig minder dan de lichtsnelheid bedraagt.

Lange tijd was de 21 cm-lijn de enige radioastronomische spectrale lijn. In 1964 zijn nog enkele andere lijnen ontdekt: een lijn op de golflengte 18 cm, uitgezonden door interstellaire OH-moleculen en een aantal lijnen, op verschillende cm-golflengten, corresponderend met overgangen tussen niveaus van hoog rangnummer in het waterstofatoom. Bij de waarneming van de OH-lijn is men gestuit op enkele zeer merkwaardige verschijnselen.

II.2 LICHTENDE GASNEVELS

II.2.1 *De natuurkundige toestand in een gasnevel*

a Typen van lichtende gasnevels
Een deel van de interstellaire materie zou beter circumstellair genoemd kunnen worden: materie die sterren omringt, of althans begeleidt. Meestal is deze materie gasvormig, hoewel sommige sterren begeleid zijn door stofwolken. Deze sectie behandelt gasnevels, geassocieerd met sterren.

Wij kunnen drie verschillende typen onderscheiden:

1 de diffuse nevels, onregelmatig van vorm. Ze worden ook wel galactische nevels genoemd, in tegenstelling tot de extragalactische nevels die niet anders dan andere melkwegstelsels zijn (zie deel 4, I.8);

2 de planetaire nevels, schijf- of bolvormige nevels die een bepaald type van heldere sterren omringen. Ze hebben een korte levensduur (niet langer dan enkele tienduizenden jaren);

3 gasvormige resten van supernova-uitbarstingen.

De aard en herkomst van deze drie typen is verschillend. De diffuse nevels komen vooral voor bij groepen jonge sterren en zouden kunnen worden beschouwd als overblijfsel van de elementaire gasnevel waaruit de sterren zich eens verdicht hebben. Planetaire nevels daarentegen zijn gasmassa's, uitgestroomd uit de centrale ster: in dit geval was de ster er juist eerder dan de gasmassa. Tenslotte is bij de gasvormige resten van supernova-uitbarstingen vrijwel niets meer van de oorspronkelijke ster te vinden en in geen geval worden de gasmassa's tot lichten gebracht door de straling van deze sterrerest. Het mechanisme van lichtgeven moet waarschijnlijk samenhangen met de grote energie, vrijgemaakt tijdens of na de supernova-explosie.

Hoewel diffuse en planetaire nevels een verschillende oorsprong hebben, is het mechanisme van het lichten analoog.

b De ionisatie in een gasnevel
Zoals in elk gas, wordt ook in een gasnevel de ionisatiegraad, de verhouding tussen het aantal geïoniseerde en het totale aantal atomen van een bepaald soort, berekend uit een evenwichtsbeschouwing. Men gaat na, hoe onder invloed van diverse processen, zoals stralings- en botsingsionisatie, de atomen hun elektronen kunnen kwijtraken en in ionen kunnen overgaan; daarnaast onderzoekt men, op welke wijze ionen en vrije elektronen zich weer kunnen verenigen tot atomen.

Daar in een statisch gas het aantal ioniseringen per tijdseenheid gelijk moet zijn aan het aantal recombinaties, leidt deze eis, wiskundig uitgewerkt, tot een formule voor de ionisatiegraad. In het inwendige van de

sterren of in de diepere delen van een sterfotosfeer is dit de wet van Saha (zie deel 3, I.3.3). In gasnevels krijgt men echter te maken met een gewijzigde wet, omdat het nevelgas zich niet in lokaal thermisch evenwicht bevindt. Het stralingsveld in het nevelgas wijkt namelijk zeer sterk af van het veld dat men zou hebben, indien de nevel omsloten was door een ruimte waarvan de wanden een temperatuur zouden hebben gelijk aan de temperatuurparameter die de snelheidsverdeling van de elektronen van het gas beschrijft: de zogenoemde elektronentemperatuur T_{el}. Dit laatste is begrijpelijk; de ster, door de straling waarvan het gas wordt geïoniseerd, bevindt zich op een vrij grote afstand van het gas en wordt daarvandaan onder een kleine hoek gezien. Dit heeft tot gevolg dat het gas vanuit het grootste gedeelte van de ruimte geen sterrenstraling ontvangt: de ontvangen straling is verdund, zegt men.

Ten gevolge van deze stralingsverdunning wordt de ionisatieformule in een nevelgas:

$$\frac{N_{i+1}\,N_e}{N_i} = D\,\frac{(2\pi m_e\,kT_c)^{3/2}}{h^3}\left(\frac{T_{el}}{T_c}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{2\,g_{i+1}}{g_i}\,e^{-\chi_i/kT_c}.$$

Hierin zijn N_{i+1} en N_i de aantallen $(i+1)$ en i maal geïoniseerde deeltjes per volume-eenheid; T_{el} en T_c zijn de elektron- en de kleur-temperaturen, χ_i is de ionisatiepotentiaal van het i maal geïoniseerde atoom, D is een parameter die samenhangt met de stralingsverdunning; g_i heet het statistisch gewicht van de ionisatietoestand i.

De ionisatiegraad, berekend met deze formule, hangt natuurlijk sterk af van de grootte van de ster, van de hoeveelheid ultraviolet licht die deze uitstraalt en van de afstand tussen gas en ster. Om de waterstofatomen – waaruit het interstellaire gas voor het merendeel bestaat – te kunnen ioniseren, moet de ster een groot aantal fotonen uitzenden met golflengten korter dan 912 Å. In de praktijk zijn slechts O- en B-sterren hiertoe in voldoende mate in staat. Dit heeft tot gevolg dat een vroege ster, bijvoorbeeld een O-ster, omgeven is door een groot gebied waarin alle waterstof geïoniseerd is. Sterren van een later spectraal type, die aanzienlijk minder ver-ultraviolette fotonen uitzenden, ioniseren een kleiner gebied. Men noemt het gebied waarin het waterstof voor het grootste gedeelte geïoniseerd is, een H^+-gebied, en de straal van dit gebied de Strömgrenstraal. (De gebruikelijke naam voor het gebied waar waterstof geïoniseerd is, een H II-gebied, is onjuist, omdat H II het spectrum zou zijn dat door een geïoniseerd waterstofatoom wordt uitgezonden: zo'n atoom zendt geen straling uit. Het gebied kon beter een H^+-gebied worden genoemd; een H^+-ion is de soort van deeltjes die binnen de Strömgrenstraal voorkomen. Wij zullen ons hier niet aan het ingeburgerde gebruik houden.)

Onderstaande tabel geeft voor een aantal stertypen hun absolute magnituden, hun aangenomen stralen en effectieve temperaturen T_{eff}, en de berekende Strömgrenstraal R_{sO}, voor het geval dat het omringende sterrengas een dichtheid heeft van één atoom of ion per kubieke centimeter.

TABEL: STRÖMGRENSTRALEN OM STERREN VAN VERSCHILLEND SPECTRAAL TYPE

spectraal type	*visuele absolute magnitude*	*straal in miljoenen km*	T_{eff}	R_{sO} *(parsec)*
O5	—6	8,2	55 000	135
O8	—5	5,7	49 000	89
B0	—4	4,2	42 000	56
B1,5	—3	3,1	35 000	33
B3	—2	2,4	28 000	17
B7	—1	2,1	20 000	6,4
B9	0	1,7	15 500	2,3
A2	+1	1,3	12 300	0,7
A5	+2	1,0	9 300	0,1

Deze tabel heeft slechts betrekking op sterren van de hoofdreeks van het Hertzsprung-Russelldiagram. Een O5-hoofdreeksster blijkt het waterstofgas te kunnen ioniseren tot op een afstand van 135 parsec; een A5-ster doet dit nog slechts in een bol met een straal van 0,1 parsec.

De tabel is berekend voor het aangenomen geval dat de gasdichtheid in de ruimte om de ster één deeltje per cm^3 is. Indien deze dichtheid een andere waarde, N_h, zou hebben, leidt men de waarde van de Strömgrenstraal R_s af uit de opgegeven waarde R_{sO} volgens de formule:

$$R_s = R_{sO} \, . \, N_h^{-2/3}.$$

Indien bijvoorbeeld de waterstofdichtheid 8 deeltjes per cm^3 zou zijn, dan zou, daar $8^{-2/3} = 1/4$, de Strömgrenstraal 1/4 zijn van de getallen, opgegeven in de laatste kolom van de tabel. Het gebied met H^+-ionen om een O8-ster zou zich dan nog slechts uitstrekken tot ongeveer 22 parsec: hoe dichter het de ster omgevende gas, des te minder ver kan de ioniserende werking van de sterrenstraling zich doen gevoelen.

c De straling van een gasnevel

Hoewel een waterstofion geen straling uitzendt, is het toch juist het H^+-

[illegible] waaruit de meeste zichtbare straling tot ons komt. Dit komt [illegible] in een geïoniseerd gas een kleine fractie steeds neutraal is; [illegible] voortdurend heen en weer gaan van de atomen tussen de ge-[illegible]erde en de neutrale toestanden. De wisselwerking tussen de vrije elektronen en de waterstofionen, het recombineren tot een atoom, heeft licht-emissie tot gevolg.

Maar ook het neutrale gas, dat het H^+-gebied omringt, kan licht uitzenden; de hogere niveaus van de atomen worden hier echter op een andere wijze aangeslagen dan in het H^+-gebied. We zullen in deze paragraaf de voornaamste mechanismen in het kort behandelen.

De spectra van alle lichtende gasnevels bestaan uit een zwak continu schijnsel dat zich gelijkmatig over de golflengten uitstrekt – het continue spectrum – met daarop gesuperponeerd een spectrum van heldere emissielijnen. Het continue spectrum wordt veroorzaakt door vrij-gebondenovergangen en door vrij-vrij-overgangen in waterstof, helium en metaalatomen; zie deel 4, II.7.1. Verder bevatten de diffuse gasnevels vaak ook nog stofkorreltjes waartegen het sterlicht kan reflecteren. Ook dit veroorzaakt hoofdzakelijk een continu spectrum (zie deel 4, II.3.4; reflectienevels).

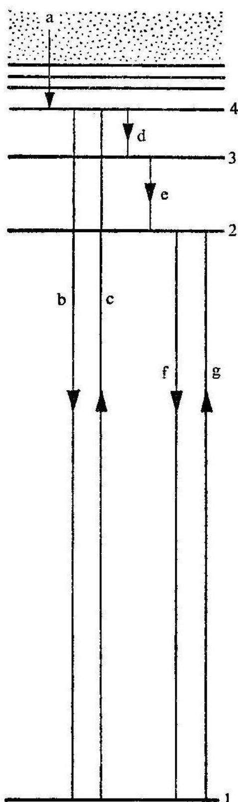
Voor het begrijpen van het lijnenspectrum is het van belang zich de voornaamste eigenschappen van een gasnevel voor de geest te halen. Deze zijn in de eerste plaats zijn grote ijlheid, waardoor weinig botsingen tussen de gasatomen optreden, en voorts het feit dat de straling van de nabijzijnde hete sterren zeer energierijke fotonen bevat, die in staat zijn het gas te ioniseren. Daarnaast is het van belang dat deze straling sterk verdund is. Dit alles heeft tot gevolg dat het gas niet in lokaal thermisch evenwicht verkeert, met andere woorden: evenals de ionisatie wordt beschreven door een andere wet dan die van Saha, worden ook de emissie en absorptie beschreven door een andere wet dan die van Kirchhoff (zie hiervoor deel 3, I.2.1). Verder zijn diffuse nevels optisch dun in golflengten van sommige lijnen en voor het grootste deel van het continue spectrum. Dit wil zeggen dat voor die golflengten de nevels de straling van de nabijliggende ster en ook hun eigen straling niet of nauwelijks absorberen. Een waarnemer buiten de nevel ontvangt vrijwel alle straling die door het nevelgas in die golflengten wordt uitgezonden.

Er zijn echter bepaalde spectrumlijnen, waarvoor het nevelgas ondoorzichtig is, voor die lijnen is de nevel optisch dik. Een gasnevel is doorgaans optisch dik in de lijnen van de Lyman-reeks van waterstof. Dit betekent dat een foton, ontstaan door een elektronensprong vanuit een der aangeslagen niveaus van het waterstofatoom naar het grondniveau, niet in staat is de nevel te verlaten, omdat het door een ander atoom geabsor-

beerd wordt. Daarbij wordt dit atoom op zijn beurt aangeslagen. Veel eigenschappen van de spectra van emissienevels berusten op deze omstandigheid.

Wij beschrijven nu de voornaamste kenmerken van de spectra van de gasnevels en het mechanisme volgens hetwelk deze spectra ontstaan.

Recombinatielijnen. Het waterstofspectrum ontstaat in hoofdzaak door recombinatie. Een waterstofion ontmoet een elektron; ze verbinden zich tot een atoom, waarbij het elektron óf in de grondtoestand óf in een aangeslagen toestand kan terechtkomen. Bij dit proces wordt een continu spectrum uitgezonden (vrij-gebonden-overgang; zie als voorbeeld de overgang *a* van afb. 14). Deze overgang kan bijvoorbeeld door de vol-



Afb. 14 Termschema van waterstof met voorbeeld van 'inregenen' na recom binatie van een elektron met een waterstofion.

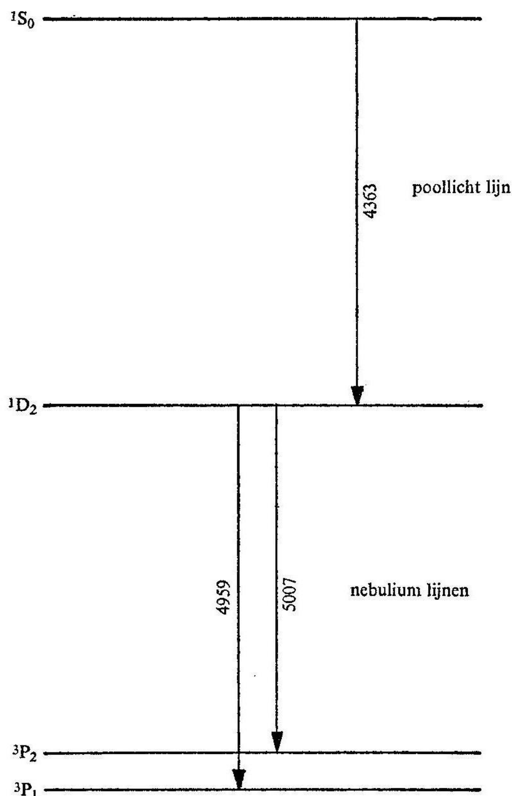
gende reeks processen gevolgd worden. Wij nemen aan, dat het ingevangen elektron in het vierde niveau van het waterstofatoom is terechtgekomen; het valt vervolgens verder, bijvoorbeeld naar het grondniveau onder uitzending van het licht van de Lyman γ-lijn. Aangezien de meeste gasnevels optisch dik zijn voor het licht van de Lyman-lijnen, kan deze straling de nevel niet verlaten. Het foton ontmoet na korte tijd een atoom dat deze straling opneemt en weer aangeslagen wordt tot het vierde niveau (overgang *c*). Gesteld dat daarna een overgang volgt als *d* in afb. 14. Daarbij wordt de Paschen α-lijn van waterstof uitgezonden. Voor deze lijn is de nevel wel transparant en dit foton verlaat de nevel zonder een ander atoom aan te slaan. Het aangeslagen atoom kan verder terugvallen, bijvoorbeeld naar het tweede niveau. Daarbij wordt de Balmer α-lijn van waterstof uitgezonden. De meeste nevels zullen ook voor deze lijn doorzichtig zijn en ook dit foton verlaat de nevel. Als dan het elektron in het tweede niveau van een atoom is terechtgekomen, kan het zijn energie slechts verliezen door terug te vallen naar het grondniveau. Voor deze lijn, de Lyman α-lijn, is de nevel ondoorzichtig; het foton zal na korte tijd door een ander atoom worden opgenomen, waarna de overgang *g* volgt. Nog zeer vele malen zullen overgangen van de soort *f* en *g* elkaar opvolgen tot het foton aan de buitenzijde van de nevel is terechtgekomen en kan ontsnappen, of tot eenmaal de aanslagenergie van een aangeslagen atoom als kinetische energie aan een ontmoetend elektron van het gas wordt meegedeeld door een zogenoemde 'botsing van de tweede soort'. In dat geval wordt de Lyman α-energie uiteindelijk gebruikt voor de verwarming van het gas.

Het hier beschreven verschijnsel van de fotonen-afbraak is een van de fundamentele processen in een gasnevel. Men begrijpt nu waarom een recombinatiespectrum soms ook wel een *inregenspectrum* genoemd wordt. Was de nevel ook optisch dun in de Lyman-lijnen, dan zou het inregenen zijn doorgegaan tot het grondniveau. Is hij optisch dik in de Lymanlijnen, zoals in het geval van afb. 14, dan vindt het inregenen slechts plaats tot het tweede niveau. Andere gevallen kan men zich gemakkelijk zelf voorstellen.

Een algemeen besluit dat men uit deze beschouwing trekt, is dit: voor die lijnen waarin de nevel optisch dun is, vinden in hoofdzaak slechts overgangen naar beneden plaats, zie de overgangen *d* en *e* in afb. 14. Voor die lijnen waarvoor de nevel optisch dik is, bijvoorbeeld de vele Lyman-lijnen, vinden gemiddeld genomen ongeveer even veel overgangen omhoog als omlaag plaats. Zie de overgangen *b* en *c*, en *f* en *g*.

Aanslag door elektronenbotsingen, gevolgd door emissie. Een karakteristiek van vele gasnevels is, dat daarin zogenoemde verboden lijnen voor-

komen. Dit zijn lijnen ontstaan bij overgangen die volgens de atoomtheorie een zeer geringe waarschijnlijkheid hebben (zie ook deel 3, I.3.7). Een elektron dat zich in het bovenste niveau van de desbetreffende overgang bevindt, zal pas na een volgens atomaire standaard zeer lange tijd (vaak van de orde van een seconde) kunnen vallen naar het onderste niveau. In een gas dat in thermisch evenwicht verkeert en in het algemeen in een dicht gas, zal in die tussentijd het aangeslagen atoom zijn aanslagenergie reeds zijn kwijtgeraakt aan een vrij elektron in de vorm van bewegingsenergie, door een botsing van de tweede soort tussen het atoom en dit elektron. Is het gas echter zeer ijl, dan vinden botsingen van de



Afb. 15 Energieniveaus in het O^{++}-atoom, met de overgangen, corresponderend met de verboden lijnen 4959, 5007 (nebulium) en 4363 Å (poollicht).

tweede soort niet of nauwelijks plaats en zal het aangeslagen niveau zijn energie meestal door straling verliezen, waarbij het licht van de verboden lijn, eigenlijk zou men moeten zeggen: de weinig waarschijnlijke overgang, uitgezonden wordt.

De bekendste verboden lijnen zijn die bij 4363 Å, de zogenoemde poollichtlijn van [O III], en verder de 'nebuliumlijnen' van [O III] bij 5007 en 4959 Å. Bij de ontdekking ervan waren deze laatste twee lijnen niet te identificeren met behulp van de destijds bekende laboratoriumspectra van stralende gassen. Men meende gedurende lange tijd met lijnen van een onbekend element te doen te hebben, en in navolging van de ontdekking van het heliumgas, waarvan men het spectrum het eerst in dat van de zon waarnam, onderstelde men dat deze lijnen uitgestraald werden door een onbekend gas, nebulium. Nog spreekt men van de nebuliumlijnen; zie het niveauschema in afb. 15.

Rest de vraag hoe het O^{++}-ion aangeslagen wordt tot het niveau van de verboden overgang. Dit kan niet door stralingsaanslag gebeuren, wegens de uiterst kleine overgangswaarschijnlijkheid van de verboden overgang. De aanslag kan echter wel gebeuren door onelastische botsingen, waarbij het atoom bewegingsenergie van een botsend elektron opneemt en deze gebruikt voor de aanslag van het bovenste niveau. Dit heeft de omzetting van bewegingsenergie (van de elektronen) in straling tot gevolg; de emissie van de verboden lijnen betekent dus een afkoelingsmechanisme. Men begrijpt dat bij voldoend hoge druk de zeer onwaarschijnlijke stralingsovergangen nagenoeg niet optreden en de verboden lijnen zeer zwak zullen zijn. Bij kleinere druk wordt het aantal neerwaartse stralingsovergangen groter ten opzichte van het aantal botsingsde-excitaties, waardoor de intensiteit van de verboden lijnen groter wordt. Wordt echter de druk te laag, dan is de kans dat het bovenste niveau door een botsingsaanslag bevolkt wordt, slechts gering, zodat de verboden lijnen afnemen in intensiteit. Er is dus een optimale gasdichtheid waarbij de verboden lijnen hun grootste intensiteit zullen hebben. Daarom is het mogelijk, uit de intensiteiten van de verboden lijnen inlichtingen te verkrijgen over de dichtheid in het gas.

Fluorescentiestraling. Behalve de verboden lijnen komen in de nevelspectra ook nog een aantal 'toegelaten' lijnen voor, die echter een aantal

---

Plaat 13 De zogenoemde roodverschuiving in de spectra van sterrenstelsels. Links de afbeeldingen, rechts de spectra van vier stelsels; uit *Scientific American*, 1956, september, pag. 172.

intensiteitsanomalieën vertonen. Hiertoe behoren bijvoorbeeld een aantal lijnen van O III in het ultraviolette deel van het spectrum. In sommige nevels zijn deze lijnen, relatief gezien, zeer sterk. Aangezien in deze nevels ook de He II-lijnen vaak sterk zijn, bracht dit Bowen op de gedachte dat de afwijkende sterkte van deze lijnen toegeschreven moest worden aan een merkwaardige coïncidentie (zie afb. 16). Het bleek, dat de energie die nodig is om het O^{++}-ion aan te slaan tot het bovenniveau van de desbetreffende overgangen, vrijwel gelijk is aan de energie van de fotonen van een der lijnen uit het ultraviolette spectrum van geïoniseerd helium, welke lijn in de meeste nevels met grote intensiteit voorkomt. Door absorptie van deze straling wordt het O^{++}-ion aangeslagen. Het is bij het leegregenen naar de lagere niveaus dat de [O III]-lijnen worden uitgestraald. Dit merkwaardige aanslagproces verklaart de naam: fluorescentiestraling.

d Thermische radiostraling van H^{+}-gebieden

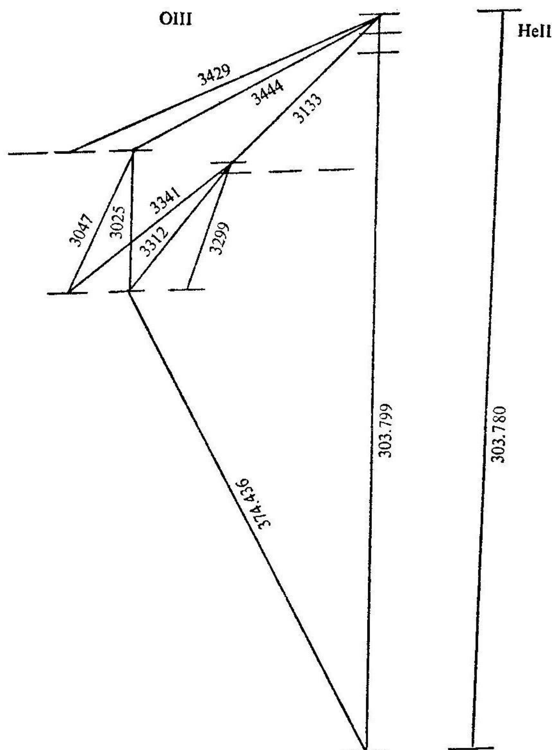
Zoals reeds is gezegd, bestaan nevels voor het belangrijkste gedeelte uit geïoniseerd waterstof nabij een hete exciterende ster; op groter afstand bevindt zich neutraal waterstof. In het geïoniseerde gedeelte van een lichtende gasnevel wordt behalve de (optische) lijn- en continuümemissie ook continue radiostraling uitgezonden (zie plaat 17). Deze radiostraling is vrij-vrij-emissie die wordt uitgestraald door een elektron dat zo dicht langs een proton beweegt, dat het door de aantrekkingskracht daarvan enigszins van zijn rechtlijnige koers wordt afgebogen. Het radiofrequente spectrum van deze vrij-vrij-emissie is uit de theorie goed bekend. Straling die geheel voortvloeit uit de temperatuurbeweging van elektronen en ionen, noemt men thermische radiostraling.

Aan het spectrum van thermische radiostraling kan men zien of de nevel voor deze straling optisch dun of optisch dik is. Als I is de intensiteit en f de frequentie van de straling, dan heeft men:

optisch dun $(\tau \ll 1) : I \sim f^{0}$ (d.w.z. I is onafhankelijk van f)

optisch dik $(\tau \gg 1) : I \sim f^{+2}$.

Plaat 14 Enkele extragalactische radiobronnen: a. 3C33; b. 3C75; c. 3C78; d. 3C98; e. 3C219; f. 3C278. De bronnen van radiostraling zijn door cirkels aangeduid. Het kruis onder elke bron geeft de waarschijnlijke foutengrenzen van de onderlinge positie van radiobron en optisch beeld. De getallen geven de intensiteitsverhouding van de componenten van de radiobron. Elk veld is $10' \times 10'$; volgens Maltby, Matthews and Moffet, *Astrophysical Journal*, vol. 137, pag. 153, 1963.



Afb. 16 De aanslag van hoge niveaus in het O^{++}-ion door de energie van een He II-lijn.

Naar de hogere frequenties (centimetergolflengten) stralen de thermische radiobronnen verhoudingsgewijs sterker dan de bronnen van niet-thermische radiostraling, voor welke bij benadering geldt $I \sim f^{-0,6}$.

Weet men (op grond van het spectrum) dat een bron optisch dik is, dan volgt uit de oppervlaktehelderheid S de elektronentemperatuur T_{el} van het gas volgens de wet van Rayleigh-Jeans: $S = 2kT_{el}/\lambda^2$, waarin k de constante van Boltzmann is. Voor een optisch dunne nevel heeft men $S = a\,(T_{el})/T_{el}^{1/2} \int N_e^2\, ds$, waarbij a een bekende grootheid is, die een geringe temperatuurafhankelijkheid bezit. Voor een aangenomen waarde van T_{el} volgt dan uit de oppervlaktehelderheid de waarde van de emissiemaat $E = \int N_e^2\, ds$.

Op grond van radiowaarnemingen zijn voor enkele planetaire nevels elektronentemperaturen gevonden tussen 10 000 en 20 000 °K. Voor het centrum van de Orionnevel vond Menon een dichtheid van 4000 elektronen per cm^3; op $2\frac{1}{2}$ pc van het centrum zou deze dichtheid 25 elektronen per cm^3 bedragen.

II.2.2 *Temperatuur en dichtheid in gasnevels*

Vele diffuse en planetaire nevels hebben temperaturen van de orde van een of enkele tienduizenden graden Kelvin. De temperatuur die een nevel aanneemt, is het resultaat van enerzijds de verwarming van het gas door de opname van energierijke ultraviolette fotonen van de nabije hete sterren, waardoor ionisatie en absorptie van stralingsenergie optreedt, en anderzijds de uitstraling van energie, waardoor aanslagenergie verloren gaat. In verband met de grote intensiteit van de [O III]-lijnen is het duidelijk, dat de abondantie van zuurstof van groot belang is voor de uiteindelijke temperatuur die de nevel zal aannemen.

Na het voorgaande kan betrekkelijk kort worden samengevat op welke wijze uit het waargenomen spectrum van een gasnevel de temperatuur en de dichtheid van het gas worden bepaald.

a Bepaling van de temperatuur

Hiervoor staan ons verschillende middelen ten dienste.

a De breedte van de emissielijnen. De atomen of ionen die de emissielijnen uitzenden, zullen in het gas bewegingen uitvoeren die zich door het doppler-effect in het spectrum uiten in een verbreding van de spectrale lijnen. Het is dus mogelijk, uit het waargenomen profiel van de emissielijnen de kinetische temperatuur van het gas te bepalen.

b Intensiteitsverhouding van de poollicht- en nebuliumlijnen. Uit afb. 15 en 16 blijkt dat de intensiteitsverhouding tussen de poollichtlijn (4363 Å) en de nebuliumlijnen (4959 en 5007 Å) afhankelijk is van de aanslag der ^1S- respectievelijk ^1D-niveaus. De mate van aanslag wordt bepaald door de bewegingsenergie van de elektronen, dus door de temperatuur van het elektronengas. Hoe hoger de temperatuur, des te meer energie de elektronen hebben, en des te vaker zal het ^1S-niveau aangeslagen worden; des te groter wordt de intensiteitsverhouding tussen poollicht- en nebuliumlijnen.

c Intensiteit van het continue spectrum. De intensiteit van het Paschencontinuüm in het zichtbare en nabije infrarode deel van het spectrum is voor een belangrijk deel bepaald door de snelheidsverdeling van de elektronen die, recombinerend met een waterstofatoom, in het derde energieniveau daarvan terechtkomen. De kinetische temperatuur is gekoppeld

aan de gemiddelde snelheid van de elektronen in een thermisch gas (dat is een gas met een Maxwellse snelheidsverdeling der deeltjes); daarom levert de intensiteit van het Paschen-continuüm informatie over de temperatuur van het gas.

d De Balmersprong. Onder de Balmersprong verstaat men het intensiteitsverschil tussen twee golflengtegebieden aan weerszijden van de Balmergrens, bij 3647 Ångström eenheden. Aan de langgolvige kant wordt de intensiteit bepaald door het Paschen-continuüm en een eventueel aanwezig vrij-vrij-continuüm, terwijl aan de kortgolvige kant van de Balmersprong de intensiteit wordt gevormd door de som van de intensiteiten der Balmer- en Paschen-continua. Ook hieruit volgt, na enig rekenen, een gegeven over de temperatuur van het gas.

e De radiostraling. In deel 4, II.2.1d werd uiteengezet, dat de temperatuur van een gasnevel volgt uit de oppervlaktehelderheid van de radiostraling, mits de nevel voor de desbetreffende golflengte optisch dik is. Of dit het geval is, blijkt uit de vorm van het spectrum.

b Bepaling van de elektronendichtheid

In deel 4, II.2.1c werd reeds besproken hoe uit de waargenomen sterkten van de verboden zuurstoflijnen gegevens over de elektronendichtheid in de nevel kunnen worden afgeleid.

Een andere manier om de elektronendichtheid te vinden, is gebaseerd op meting van de absolute intensiteit van het Balmer-continuüm, de straling bij golflengten korter dan 3647 Å. Deze intensiteit is direct afhankelijk van het aantal recombinaties tussen vrije elektronen en ionen en is dus evenredig met het produkt $N_e N_i$. Meestal kan men aannemen dat in het H^+-gebied het gas vrijwel geheel geïoniseerd is, zodat, voor een zuiver waterstofgas, $N_e = N_i$. De integraal langs de gezichtslijn, $\int N_e^2 \, ds$, de zogenoemde emissiemaat, is dus bepalend voor de sterkte van het Balmer-continuüm. Een controle is te verkrijgen door ook de intensiteit van het Paschen-continuüm in absolute maat te meten. Er zijn echter nog niet veel van zulke metingen uitgevoerd.

Een moeilijkheid van de hierboven genoemde methoden is dat ze gebaseerd zijn op absolute intensiteitsmetingen in het spectrum. Dergelijke metingen zijn steeds zeer moeilijk te maken, en ze zijn onbetrouwbaar.

Een methode, afkomstig van Seaton en Osterbrock, maakt slechts gebruik van de intensiteits*verhouding* tussen de [O II]-lijnen bij 3726 en 3729 Å (zie plaat 15). Deze twee emissielijnen ontstaan uit overgangen naar het grondniveau van het O^+-ion vanuit twee onderling nabijgelegen hogere niveaus. Van alle O^+-atomen die door botsingen in deze twee bovenniveaus aangeslagen worden, zal 3/5 naar het onderste niveau gaan,

en de lijn bij 3729 Å kunnen uitzenden; 2/5 gaat naar het bovenste niveau. Door botsingen van de tweede soort zullen de niveaus weer gedeeltelijk *ont*volkt worden, zodat de uiteindelijke intensiteitsverhouding tussen de twee lijnen afhangt van de elektronendichtheid. Bij zeer geringe dichtheden is de intensiteitsverhouding 3729/3726 : 1,5; bij grote dichtheden is de verhouding 0,5. Meting van de intensiteits*verhouding* van deze twee lijnen levert een methode elektronendichtheden in een nevel te bepalen.

II.2.3 *Planetaire nevels*

a Voorkomen en spectrum

De planetaire nevels zien er in een kijker vaak uit als een zwak lichtend schijfje, waardoor zij enige gelijkenis met een planeet tonen. Het zijn ronde, soms misschien bolvormige gasmassa's die een centrale ster alzijdig omringen. De centrale sterren van de planetaire nevels zijn behandeld in deel 3, I.8.15. Aangezien wij ons in dit hoofdstuk met de circumstellaire materie bezighouden, zullen wij hier alleen de gasvormige omhulling bespreken. In wezen is dit een onlogische splitsing, want ster en nevel behoren bij elkaar.

In het melkwegstelsel zijn de planetaire nevels sterk geconcentreerd naar het galactische centrum. De ruimtelijke verdeling ervan lijkt deels op die van de RR Lyrae-sterren. Er is zelfs één planetaire nevel bekend, die in een bolvormige sterrenhoop ligt. Anderzijds is er een concentratie naar het melkwegvlak; men kan daarom niet zonder meer zeggen, dat ze behoren tot de sterbevolking II. De kernen van de planetaire nevels moeten dan ook in allerlei stadia van de ontwikkelingsgang van ons melkwegstelsel zijn ontstaan. De nevels zelf zijn echter zeer recente objecten (zie deel 4, II.2.3c).

Er is een groot verschil in eigenschappen tussen de ene planetaire nevel en de andere. Toch zullen we hieronder enkele getallen geven, die karakteristiek zijn voor een gemiddelde planetaire nevel.

De centrale *ster* heeft een absolute bolometrische magnitude van ongeveer —2,5. De uiterste waarden zijn ruwweg —1 en —4. De gemiddelde oppervlaktetemperatuur is ongeveer 40 000° (uiterste waarden zijn 30 000 tot 100 000°). De meeste *nevels* hebben een middellijn tussen 20 000 en 60 000 astronomische eenheden, met een gemiddelde waarde van ongeveer 40 000 astronomische eenheden. De massa van een gemiddelde nevel is ongeveer 1/5 van die van de zon. De gasdichtheid is groter dan die van diffuse nevels, maar is niettemin toch nog gering, namelijk van de orde van 1000 tot 10 000 deeltjes per cm^3. De elektronentemperatuur van het gas is één tot enkele 10 000-en graden Kelvin.

In de spectra van de planetaire nevels heeft men in het golflengtegebied 3000 tot 9500 Å een 400-tal emissielijnen gevonden. Deze behoren tot de spectra van verschillende elementen, in hoofdzaak waterstof, HeI en HeII, OI, OII en OIII, en verder stikstof, neon, argon, zwavel enzovoort, in verschillende graden van ionisatie. Ook komen in de spectra lijnen van metalen voor. Deze zijn echter zwakker dan die van de hierboven genoemde lijnen. De elf sterkste lijnen in het spectrum van een karakteristieke nevel vindt men in onderstaande tabel. Daarbij is, vrij willekeurig maar volgens een oude conventie, de sterkte van de Hβ-lijn in alle nevels op 100 gesteld. De rechte haakjes om de symbolen van ionen duiden op verboden lijnen. Het is opvallend dat de verboden lijnen naast de lijnen van waterstof de sterkste lijnen van het spectrum zijn. De allersterkste lijn is de nebuliumlijn van [O III], bij 5007 Å. Dit is typerend voor de ijlheid van het gas van een planetaire nevel en toont aan, dat het zuurstofgas een belangrijke rol moet spelen in de regulatie van de temperatuur van de nevel.

TABEL: DE STERKSTE LIJNEN UIT DE SPECTRA VAN PLANETAIRE NEVELS

golflengte (Å)	*ion*	*NGC 40*	*NGC 6572*	*NGC 7662*
3132	O III	–	–	78
3726	[O II]	115	29	7
3729	[O II]	90	13	4
3869	[Ne III]	–	77	76
4340	H γ	43	51	43
4861	H β	100	100	100
4959 (nebuliumlijn)	[O III]	8	340	430
5007 (nebuliumlijn)	[O III]	19	1020	1250
6548	[N II]	120	32	4
6563	H α	450	370	330
6584	[N II]	340	92	8

Uit de intensiteiten van de spectrumlijnen kunnen door een kwantitatieve spectroscopische analyse de abondanties van de elementen in het gas van een planetaire nevel gevonden worden. Ook hier is de analyse moeilijk, zijn de metingen vaak onnauwkeurig en vertonen de resulterende getallen een grote spreiding.

In onderstaande tabel worden enkele gemiddelde abondanties gegeven:

TABEL: GEMIDDELDE ABONDANTIES IN EEN PLANETAIRE NEVEL

element	*symbool*	*aantal deeltjes*
waterstof	H	10 000 000
helium	He	1 800 000
koolstof	C	5 000
stikstof	N	3 000
zuurstof	O	10 000
fluor	F	6
neon	Ne	4 000
zwavel	S	1 000
chloor	Cl	30
argon	A	80

De hoeveelheden deeltjes worden hierbij betrokken op 10 000 000 deeltjes waterstof per volume-eenheid. De vrij hoge helium-abondantie is karakteristiek voor oude stellaire objecten. Overigens zijn de abondanties in hoofdlijnen gelijk aan die van andere populatie II objecten.

b Enkele bekende planetaire nevels

De in deze paragraaf gegeven stercoördinaten gelden voor de epoche 1900.

De meest bekende planetaire nevel is de *Ringnevel in de Lier*, ook bekend onder zijn nummer uit de catalogus van Messier: M57 of zijn nummer uit de New General Catalogue: NGC 6720; $\alpha = 18^h50^m$; $\delta = 32°54'$. Deze op twee na grootste planetaire nevel heeft een elliptische vorm, met een grote as van 83″ en een kleine as van 59″. De centrale ster heeft een visuele helderheid van 15,4 en een fotografische van 13. De Ringnevel is dus slechts met vrij grote kijkers te zien.

De *Uilnevel*; M 97; NGC 3587; $\alpha = 11^h11^m$; $\delta = 55°15'$. De nevel dankt zijn naam aan twee vrijwel ronde donkere plekken die zich duidelijk aftekenen tegen een gelijkmatige lichte achtergrond, wat doet denken aan de ronde ogen van een uil. Hij is op een na de grootste van de planetaire nevels met een gemiddelde middellijn van ongeveer 200″. De centrale ster heeft een visuele magnitude van 14. Reeds in 1858 werd de nevel door John Herschel beschreven. Hij kwam al tot de conclusie dat het heldere door hem waargenomen schijnsel niet afkomstig kon zijn van een opeen-

hoping van sterren, omdat men dan wellicht een toename van helderheid naar het middelpunt van de nevel zou verwachten.

De *Halternevel*; M27; NGC 6853; $\alpha = 19^h58^m$; $\delta = 22°36'$. Dit is de grootste in schijnbare omvang van de planetaire nevels. Hij bestaat uit twee heldere condensaties; nagenoeg rond. De centrale ster, $m = 12$, staat ertussenin.

De '*komeetjes-nevel*' in Aquarius; NGC 7293; $\alpha = 22^h24^m$; $\delta = -21°21'$. Een opvallende planetaire nevel, met een dubbele ring. Merkwaardig zijn de komeetachtige structuren tussen de centrale ster en het hoofdgedeelte van de nevel; zie plaat 16.

c Interne bewegingen; evolutie en ouderdom

Zowel de gedetailleerde waarneming van fijnstructuren in planetaire nevels als de interpretatie van hun spectra toont, dat de meeste nevels expanderen. De spectrumlijnen van die nevels zijn namelijk in hun middengedeelte verdubbeld en vaak ook enigszins vervormd. De verdubbeling moet geïnterpreteerd worden met behulp van het doppler-effect. Kennelijk is de nevel doorzichtig; in het achterste deel van de nevel zien wij het gas zich van ons verwijderen, terwijl in het voorste deel het gas naar ons toe komt. De gemiddelde expansiesnelheden liggen in de buurt van 10 km/sec, maar ook hier is er een groot verschil tussen de ene nevel en de andere. Dit leidt tot interessante gevolgtrekkingen. Een gemiddelde uitzetting met 10 km/sec betekent al een expansie van 2 astronomische eenheden per jaar. Daar de straal van een gemiddelde planetaire nevel (zie deel 4, II.2.3a) 20 000 astronomische eenheden bedraagt, zou de nevel in ca. tienduizend jaar tweemaal zo groot moeten worden als op dit ogenblik. Het is natuurlijk onjuist, te onderstellen dat men over tienduizend jaar alle planetaire nevels tweemaal zo groot zal zien als op dit ogenblik, en dat er ongeveer tienduizend jaar geleden geen planetaire nevels te zien geweest zouden zijn.

Er zijn twee mogelijkheden.

1 De planetaire nevel wordt op een zeker moment gevormd door een proces dat we nog niet begrijpen en is weer verdwenen na een tijdsbestek van de orde van ongeveer tienduizend jaar.

2 Er vindt voortdurend uitstoting van gas door de ster plaats. Terwijl aan de binnenkant nieuw gas aan de nevel wordt toegevoegd, verliest deze aan zijn buitenzijde gas dat ijler wordt en daardoor onzichtbaar. De afmeting van de nevel blijft daardoor schijnbaar even groot. Dit proces gaat net zo lang door tot de centrale ster door het verlies aan massa zodanig veranderd is, dat hij geen voldoende sterke ultraviolette straling meer uitzendt, zodat de nevel niet meer tot lichten gebracht

wordt. Het is redelijk, te denken dat dit het geval is wanneer de ster ongeveer enkele zonsmassa's aan materie verloren heeft. Daar de nevel een totale massa bevat van ongeveer 1/5 zonnemassa en zich vervangt in ongeveer tienduizend jaar, zou op grond van deze tweede hypothese de maximale tijd gedurende welke een planetaire nevel kan bestaan, ongeveer 50 000 tot 100 000 jaar zijn.

Welke van de twee bovengenoemde hypothesen juist is, is voor het ogenblik nog niet zo belangrijk. Het is belangrijker, te weten dat een planetaire nevel een zeer kortdurend astronomisch verschijnsel is. Er is nauwelijks een ander hemellichaam bekend, dat gedurende nog korter tijd bestaat. Men vermoedt dat de centrale ster van een planetaire nevel na deze fase overgaat in een witte dwerg.

II.2.4 *Diffuse nevels*

a Beschrijving; algemene gegevens

In tegenstelling tot de planetaire nevels hebben diffuse nevels een onregelmatige vorm. Wij hebben hier te doen met opeenhopingen van interstellair gas dat tot lichten wordt gebracht door de aanwezigheid van een naburige heldere ster. In vele gevallen vermoedt men een genetisch verband tussen de ster en de nevel. Soms zou het verband echter toevallig kunnen zijn. Prototype en het meest bekende geval is de nevel in het zwaard van het sterrenbeeld Orion, nabij de ster ι Orionis (zie deel 4, II.2.4b).

De meeste diffuse nevels zijn vrij lichtzwak en kunnen alleen met sterke kijkers worden gezien. Vaak zijn ze begeleid door donkere gebieden waar men duidelijk minder sterren ziet dan in de overige nabije delen van de hemel. Op deze plaatsen bevindt zich donker absorberend materiaal, waarschijnlijk stof dat het licht van de daarachter gelegen sterren verzwakt. Deze donkere massa's die soms zeer groot kunnen zijn, hebben onregelmatige vormen. Een bekend geval is de Paardekopnevel in Orion.

De diffuse nevels concentreren zich sterk naar het vlak van de melkweg. Hun verdeling is gelijk aan die van andere zeer jonge objecten, zoals de O- en B-sterren. Dit duidt erop, dat de nevels recente objecten zijn. Men schat hun leeftijd in het algemeen op niet meer dan enkele miljoenen tot enkele tientallen miljoenen jaren. De begeleidende sterren waaraan de nevels hun licht te danken hebben, behoren tot de spectrale typen B of O, andere zijn Wolf-Rayet sterren. Dit zijn dus zeer hete, betrekkelijk zware sterren. De nevels zenden een spectrum uit van emissielijnen en een zwak continuüm. In het spectrum van de Orionnevel komen circa 150 spectrale lijnen voor van elementen zoals waterstof, helium, zuurstof, koolstof,

nikkel, neon, ijzer, silicium, en enkele andere elementen. In de spectra van de diffuse nevels komen de nebuliumlijnen en enkele andere verboden lijnen voor. Het onderzoek van de spectra, grotendeels gebaseerd op methoden zoals uiteengezet in deel 4, II.2.1 en 2.2, heeft geleerd dat de temperatuur van een gemiddelde diffuse nevel 10 000 tot 40 000° kan bedragen. De elektronendichtheid varieert tussen 10 en 1000 per cm³. Ook de middellijnen van de nevel (voor zover men daarvan kan spreken) variëren tussen wijde grenzen. De nevel bij γ Cassiopeiae heeft een straal van een halve parsec; de Trifidnevel een van 70 parsec. Wegens deze afmetingen kunnen de nevels, ondanks hun geringe dichtheid, toch een zeer grote massa hebben. De Rosettenevel en de Orionnevel hebben massa's van 9000 respectievelijk 700 zonsmassa's.

Wij geven enkele gemiddelde waarden voor de parameters van een diffuse nevel:

temperatuur:	20 000°K;
deeltjesdichtheid:	100 per cm³;
straal:	5 parsec;
massa:	500 $M_\odot$.

Enkele bekende nevels zijn (de coördinaten zijn voor de epoche 1900):

1 De *Rosettenevel* in het sterrenbeeld Monoceros (NGC 2237, 2238, 2239, 2246); $\alpha = 6^h28^m$; $\delta = 5°$. Deze grote nevel – plaat 17 – omringt de open sterrenhoop NGC 2244. De helderste ster van deze hoop is S Monocerotis, die omgeven is door diffuus lichtende nevels. Het licht van de nevel wordt aangeslagen door een aantal sterren van spectrale typen O6 tot O8, met schijnbare helderheden van ongeveer 7 magnituden. De nevel staat op een afstand van ongeveer 760 parsec, heeft een middellijn van ongeveer 17 parsec, en een massa van circa 11 000 zonsmassa's. Plaat 17 toont dat de nevel een bron is van radiostraling.

2 De *Trifidnevel* in Sagittarius (M 20; NGC 6514); $\alpha = 18^h0^m$; $\delta = -23°$. De nevel werd voor het eerst waargenomen in 1764 door Messier die nog dacht dat het een sterrenhoop was; William Herschel identificeerde hem als een nevel. De schijnbare splitsing in drie gedeelten, waaraan de nevel zijn naam dankt, wordt veroorzaakt door banden donker materiaal dat kennelijk met de lichtende gasmassa's verband houdt. De afstand is 1400 parsec en de middellijn is ongeveer 10 parsec. Evenals de Orion- en de Rosettenevel is de Trifidnevel een bron van radiostraling.

3 De *Noord-Amerikanevel* (NGC 7000); $\alpha = 20^h56^m$; $\delta = +45°$. De nevel dankt zijn naam aan zijn vorm. Hij ligt ongeveer 3° ten oosten van α Cygni en wordt door deze ster tot lichten gebracht.

b De Orionnevel en het Orioncomplex

De Orionnevel is de bekendste en meest onderzochte van de diffuse nevels en kan in alle opzichten gelden als een goed voorbeeld van een gemiddelde gasnevel. Hij is ontdekt in 1619 door de Zwitserse sterrenkundige Cysatus. In 1656 werd hij door Huygens waargenomen en getekend. Hij bevindt zich op een afstand van 450 pc, bestaat uit een heldere kern met daarnaast een zich over een groot deel van het sterrenbeeld Orion uitstrekkende zwakkere nevelachtigheid (zie plaat 18 en plaat 19). Het gas wordt tot lichten gebracht door vier heldere sterren nabij het centrum van de nevel; in verband met hun onderlinge ligging wordt dit sterrengroepje het Trapezium genoemd; de helderste ster is van het spectrale type O7; de andere behoren tot de spectrale typen B1 en B6. Het Trapezium is de kern van een open sterrenhoop die nog meer heldere O- en B-sterren bevat. Zoals bekend, zijn O- en B-sterren recent gevormde objecten. Het ligt voor de hand, te onderstellen dat de aanwezigheid van de nevel en die van de jonge sterren met elkaar verband houden en het lijkt aannemelijk dat de sterren ontstaan zijn door condensaties uit de nevel.

De Orionnevel is een H^+-gebied en is het centrum van het Oriongascomplex, een uitgebreid gebied van neutraal waterstof, alleen waarneembaar door middel van de uitgezonden 21 cm-radiostraling. Dit gebied wordt weer omgeven door een nevelachtige ring, de 'lus van Barnard' die een gebied van 450 vierkante graden aan de hemel omvat en een straal heeft van 70 parsec. De omhulling van neutraal waterstof zet uit met een snelheid van 10 km per sec. De totale massa van het gehele complex bedraagt meer dan 100 000 zonsmassa's.

De ouderdom van het complex, geschat uit zijn expansie, is enkele miljoenen jaren. De nevel zelf, de kern van het complex, is aanzienlijk jonger en kan niet veel ouder zijn dan 30 000 jaar, zoals volgt uit zijn omvang en zijn expansiesnelheid. De sterren van het Trapezium moeten zich voor een deel eerder gevormd hebben; men kan aannemen, dat de B-sterren van het Trapezium zich reeds 100 000 jaar geleden vormden, terwijl de O-sterren vrijwel gelijktijdig met het centrale deel van de nevel zelf ontstaan zijn. Kennelijk is het Orioncomplex een gebied waar het proces van het ontstaan van de sterren nog in volle ontwikkeling is en waar voortdurend nieuwe sterren en nieuwe nevelmassa's ontstaan. De nevel bevat niet minder dan 121 vlamsterren: sterren die af en toe plotseling opflitsen.

II.2.5 *Supernovaresten*

De supernovaresten (zie ook deel 4, II.6.2) worden door veel auteurs onder één hoofd behandeld met de diffuse nevels. Inderdaad lijken ze

op deze en niet altijd is het zonder meer duidelijk of een nevel tot de ene dan wel tot de andere categorie behoort. Er is echter één belangrijk verschil: de oorsprong ervan is verschillend. De gewone diffuse nevels zijn verdichtingen van interstellaire materie, tot lichten gebracht door nabije jonge hete sterren; sterren die waarschijnlijk ontstaan zijn door samentrekken van een deel van deze diffuse materie. De supernovaresten zijn gasmassa's, ontstaan door de gehele of gedeeltelijke explosie van een ster. Ze hangen dus, in tegenstelling tot de diffuse nevels, niet samen met de oorsprong maar juist met het einde van een ster. Ook worden ze niet tot lichten gebracht door de nabijheid van een hete ster, maar veeleer door processen zoals de wisselwerking tussen het nog steeds snel expanderende gas en het omringende interstellaire medium of turbulentie in de nevel zelf. In sommige gevallen schijnt nog steeds vanuit het centrum van de explosie energie aan de nevel te worden toegevoerd. Hieronder bespreken we enkele van de thans bekende supernovaresten; men zie verder deel 4, II.6.2, waar de radiostraling van supernovaresten wordt besproken. De röntgenstraling ervan wordt behandeld in deel 4, III.8.

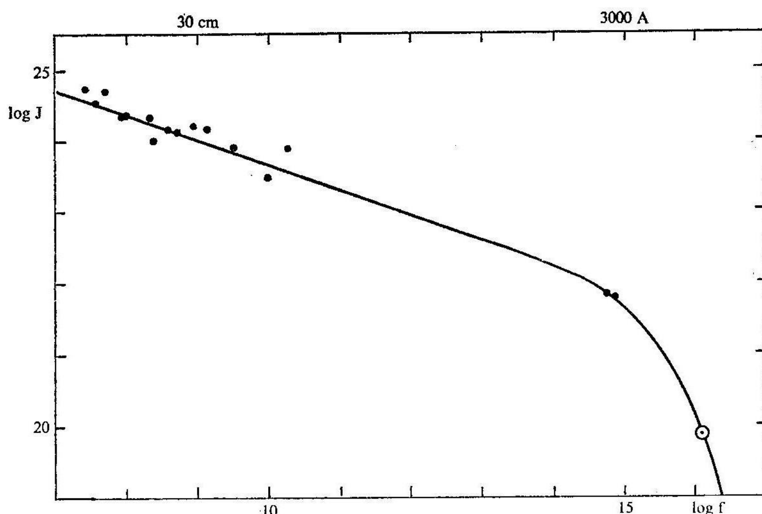
1 De *Krabnevel*; M1 of NGC 1952 in het sterrenbeeld de Stier; $\alpha = 5^h29^m$; $\delta = +22°$. De nevel werd ontdekt door Messier in 1758 en ontving zijn naam in verband met zijn vorm (zie plaat 20). Zijn afstand is ongeveer 1700 parsec. De totale massa is enkele zonsmassa's.

In de eerste helft van deze eeuw werd gevonden, dat de nevel uitzet met een snelheid van ongeveer 1000 km per sec. Op grond hiervan kan men terugrekenen op welk ogenblik deze nevel moet zijn ontstaan en men vindt dat dit het geval was in de elfde eeuw. Oude Chinese en Japanse geschriften melden dat er op 4 juli 1054 een heldere ster (kennelijk een supernova) verscheen in het sterrenbeeld de Stier. Duidelijk toont ons de Krabnevel de rest van deze supernova-explosie. Op grond van de Chinese gegevens over de schijnbare helderheid van de ster en zijn bekende afstand volgt dat de supernova een absolute helderheid bereikte, 300 miljoen maal zo groot als die van de zon. In het binnenste gedeelte van de nevel staan twee zwakke sterretjes. Pas sinds kort is bewezen dat één van deze, een blauwe ster van de 16de grootte, met een spectrum als dat van een witte dwerg, het stellaire overblijfsel is van de explosie. Bovendien is de ster een pulsar (zie deel 3, III.6.10). De lichtende gasmassa bestaat uit twee componenten; er is vooreerst een amorf gedeelte dat een sterk continu spectrum uitzendt. Daar ingebed ligt een filamentaire structuur die een spectrum uitzendt met lijnen van waterstof, helium, neutraal, één- en tweemaal geïoniseerd zuurstof en van zwavel. Deze filamentaire structuur moet blijkens het spectrum een elektronentemperatuur hebben van bijna 20 000°K.

Aanvankelijk had men geen verklaring voor het intense continue spectrum van het amorfe deel van de nevel. Dit deel zendt behalve de straling in het zichtbare spectrale gebied ook radio- en röntgenstraling uit. Het röntgenspectrum duidt op een temperatuur van circa vijftig miljoen graden. De verklaring voor deze straling werd in 1954 gevonden, toen ontdekt werd dat het licht van de nevel zeer sterk gepolariseerd is, plaatselijk bijna tot honderd percent. Dit bevestigde de hypothese van Šklovskij, volgens welke de straling wordt veroorzaakt door elektronen die met snelheden vrijwel gelijk aan die van het licht schroefvormige banen beschrijven in een magnetisch veld. Deze straling, die men synchrotronstraling noemt, naar het instrument waarin deze straling reeds eerder was waargenomen, is namelijk gepolariseerd.

Deze ontdekking toont dat de materie van het diffuse deel van de nevel zeer grote energieën heeft. De Krabnevel is tot dusverre het enige bekende sterrenkundige object in ons melkwegstelsel met een emissiespectrum dat in zijn geheel – van het radio- tot het röntgengebied – berust op eenzelfde mechanisme: dat van de synchrotronstraling – zie afb. 17.

Wij zien hier een kenmerkend verschil tussen een supernovarest en een gewone galactische diffuse nevel. De galactische nevel dankt zijn licht



Afb. 17 Het continue spectrum van de Krabnevel is gemeten tussen radiogolflengten van circa 10 meter en röntgenstraling korter dan enkele Ångströmeenheden.

aan een nabije heldere hete ster; de supernovarest bestaat uit materiaal dat van zichzelf zo hoge energieën heeft dat het tot stralen overgaat. Men vraagt zich natuurlijk onmiddellijk af, of de energie nu, 900 jaar na de uitbarsting, nog niet uitgeput is. Merkwaardig genoeg schijnt de nevel nog steeds van nieuwe energie te worden voorzien. Oort heeft er de aandacht op gevestigd dat vanuit het centrum van de nevel nauwelijks zichtbare sluierachtige golven zich naar buiten uitbreiden met een snelheid van ongeveer 1/10 van de lichtsnelheid. In drie maanden trekt één zo'n golf over de gehele nevel. Ook het licht van de golven is zeer sterk gepolariseerd, wat erop wijst dat het wordt veroorzaakt door energierijke elektronen, blijkbaar afkomstig uit het centrale deel van de nevel.

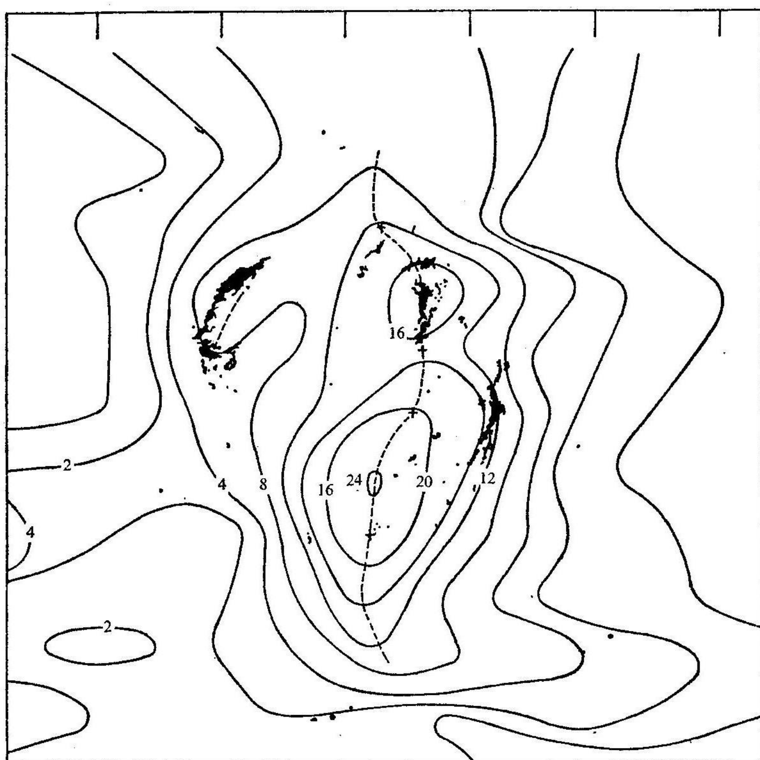
2 De *Cygnusbocht* en de *Cirrusnevels* (NGC 6960; 6992; 6995); coördinaten (1900); $\alpha = 20^h50^m$; $\delta = 31°$. In het sterrenbeeld de Zwaan bevinden zich op een afstand van 800 parsec een aantal sluierachtige nevels die zich uitstrekken over een gebied met een middellijn van ongeveer 50 parsec. De totale massa omvat enkele honderden zonsmassa's. Dit is een van de grootste bekende complexen galactische nevels. De structuur van deze nevelmassa suggereert dat de nevels zijn ontstaan door een catastrofe die lang geleden ergens midden in het gebied plaatsvond. Inderdaad blijken de sluiernevels een expanderende beweging te vertonen met snelheden die liggen tussen 10 en 120 km/sec; spectrografische waarnemingen tonen Doppler-verplaatsingen die duiden op snelheden van ongeveer 45 km/sec. Dit sluiercomplex zou het overblijfsel kunnen zijn van een supernova-explosie, naar schatting ongeveer 30 000 tot 50 000 jaar geleden. Er is ook hier een zekere analogie met de Krabnevel. De filamenten hebben een vrij lage temperatuur, ongeveer 17 000°, maar het gehele gebied van het nevelcomplex zendt radiostraling uit en de isofoten van deze straling tonen een duidelijke samenhang met de positie van de nevelsluiers (afb. 18).

3 Cas A. $\alpha = 23^h21^m$; $\delta = +58°32'$. Dit is een zeer sterke radiobron waarvan de radiostraling voor enkele percenten gepolariseerd is. De resten van deze vermoedelijke supernova die omstreeks 1702 (± 14 jaar) geëxplodeerd moet zijn, beslaan een gebied van circa 2',0 van de hemel; een piek loopt uit tot 3',8. De ongeveer 200 nevelflarden bestaan uit twee soorten structuren: scherpe kleine puntjes, bijna stellair in uiterlijk die een dichtheid hebben van 5000 deeltjes per cm^3 en wegvluchten met snelheden tot 7000 km/sec, en stationaire diffuse gasflarden, met een grotere dichtheid (10^5 tot 10^6 per cm^3). De nevels bevinden zich op een afstand van ongeveer 3400 pc, en liggen in de Perseus-arm.

4 Kepler's supernova, nova Oph 1604; radiobron 3C358. De optische resten, die een elliptisch gebied met een grote as van ca 2',5 beslaan, wer-

den door Baade ontdekt in 1943. De nevels zijn onopvallend, structuurloos op een afstand van 3000-4000 pc; de expansiesnelheid is 3000-4000 km/sec.

5 Tycho's supernova, nova Cas 1572; radiobron Cas B, of 3C10. Nauwelijks zichtbare nevelflarden die pas werden ontdekt, toen de positie van de radiobron met enige nauwkeurigheid was vastgesteld. De nevels liggen verspreid over een gebied met een middellijn van 7′, de afstand is 1500-1700 pc, de expansiesnelheid is 4000 à 5000 km/sec.



Afb. 18 Het gebied van de Sluiernevels en de Cygnusbocht is een bron van radiostraling. De radio-isofoten en de ligging van de nevelflarden duiden erop, dat het complex zijn oorsprong vond in een explosief verschijnsel. De radiowaarnemingen zijn gemaakt op 31 cm-golflengte.

II.3 INTERSTELLAIR STOF

II.3.1 *Inleiding*

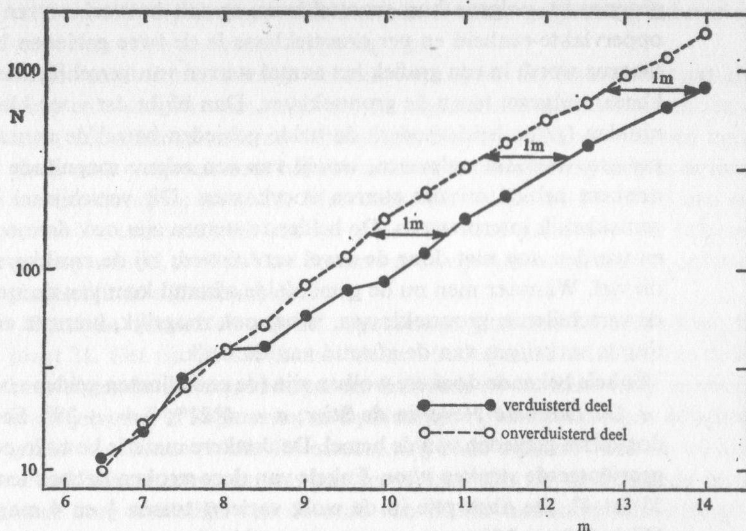
De aanwezigheid van stof in de ruimte tussen de sterren blijkt uit de absorptie van het licht van de achter het stof gelegen sterren. Zeer duidelijk manifesteert interstellair stof zich in de donkere wolken die men zich tegen de erachter gelegen sterren of nevels scherp ziet aftekenen, of in de zogenoemde reflectienevels: stofnevels die het licht van nabij gelegen sterren verstrooien. De vormen van de interstellaire wolken zijn vaak zeer onregelmatig. Enkele hebben een min of meer ronde structuur. De meeste zijn grillig, sommige zeer langgerekt. De aanwezigheid van interstellair stof blijkt voorts uit gedetailleerde stertellingen in geselecteerde gebieden van de hemel of uit de waarneming van de interstellaire roodverkleuring: het stof absorbeert het blauwe licht sterker dan het rode, waardoor sterren die zich achter stofwolken bevinden, roodachtig verkleurd worden.

De gemiddelde extinctie in het melkwegvlak bedraagt ongeveer één grootteklasse per kiloparsec: dit betekent dat een ster op een afstand van 1 kiloparsec, gemiddeld genomen, één grootteklasse zwakker is dan hij zonder interstellaire extinctie zou zijn. Overigens is dit bedrag veranderlijk van plaats tot plaats aan de hemel.

Het interstellaire stof is sterk naar het melkwegvlak geconcentreerd, wat onder meer blijkt uit het feit dat binnen een gordel van ongeveer 10° rondom de galactische equator bijna geen extragalactische nevels te zien zijn; men spreekt van vermijdingsgordel, of 'zone of avoidance'. Een verdere bron van inlichtingen over de interstellaire materie volgt uit de polarisatie van het sterrelicht. De mate van extinctie en polarisatie en hun golflengte-afhankelijkheid zijn de enige bronnen van inlichtingen over grootte, vorm en scheikundige samenstelling van de stofdeeltjes.

Plaat 15 Het zuurstofdoublet bij λ 3729 en 3726 Å in drie verschillende planetaire nevels. De intensiteitsverhouding van de twee componenten hangt samen met de elektronendichtheid (opname met de 60 inch Mt. Wilson telescoop, naar D. E. Osterbrock).

Plaat 16 De planetaire nevel NGC 7293 in Aquarius. De komeetachtige structuur tussen de centrale ster en de nevel moet een gevolg zijn van uitstroming van materie uit de ster.



Afb. 19 Bepaling van de afstand van een donkere nevel met de methode van Wolf. Sterren helderder dan $m = 8$, bevinden zich vóór de wolk; die, welke zwakker zijn dan $m = 10$, liggen erachter.

II.3.2 *Donkere wolken en globulen*

William Herschel postuleerde in 1784 dat het ontbreken van sterren in bepaalde gedeelten van de hemel zou kunnen worden veroorzaakt door donkere wolken die zich tussen ons en de meerderheid van de sterren zouden bevinden. Verdere waarnemingen hebben dit beeld bevestigd en hebben bovendien laten zien dat gas en stof vaak tezamen voorkomen. Een bekende methode om de absorberende eigenschappen en de afstand van een donkere wolk te leren kennen, is gebruik te maken van de zogenoemde methode der vergelijkende stertellingen van Wolf; zie afb. 19. Hierbij vergelijkt men het gebied van de wolk met een onverduisterd gebied van de hemel in de directe nabijheid. Men deelt de sterren in

---

Plaat 17 De Rosettenevel, met erover gesuperponeerd isofoten van de radiostraling op golflengte 10 cm (naar T. K. Menon).

Plaat 18 De Orionnevel (opname Lick Observatorium).

groepen in, volgens hun grootteklasse, en telt hoeveel sterren zich per oppervlakte-eenheid en per grootteklasse in de twee gebieden bevinden. Daarna wordt in een grafiek het aantal sterren van verschillende grootteklassen uitgezet tegen de grootteklasse. Dan blijkt dat voor kleine magnituden (grote helderheden) de beide gebieden hetzelfde aantal sterren per grootteklasse opleveren, terwijl van een zekere magnitude af in het donkere gebied minder sterren voorkomen. Dit verschijnsel laat zich gemakkelijk interpreteren. De helderste sterren zijn ook de meest nabije en worden nog niet door de nevel verduisterd; bij de zwakkere gebeurt dit wel. Wanneer men nu de gemiddelde afstand kent van de sterren van de verschillende grootteklassen, is het ook mogelijk, hiermee een schatting te verkrijgen van de afstand van de wolk.

Enkele bekende donkere wolken zijn (de coördinaten gelden voor 1900):

1 De Donkere Nevel in de Stier; $\alpha = 4^h21^m$; $\delta = +28°$. Een van de donkerste gebieden van de hemel. De donkere materie komt in oost-west-georiënteerde stroken voor. Enkele van deze stroken hebben lengten van 3° tot 4°. De absorptie in de wolk varieert tussen $\frac{1}{2}$ en 4 magnituden. Hij is 100 tot 250 parsec van ons verwijderd.

2 De Paardekopnevel in Orion; $\alpha = 5^h39^m$; $\delta = -2°30'$. Deze bekende nevel bevindt zich ten zuiden van ζ Orionis en werd ontdekt in 1878. De Paardekop is kennelijk de uitloper van een sterk absorberende donkere nevel. De helder stralende afscheiding tussen de Paardekop en de naburige dunne lichtende nevel in het westen bestaat uit geïoniseerd waterstof en duidt erop dat op deze grenslijn twee gasmassa's met elkaar in botsing zijn.

3 De Donkere Nevels bij ϱ en θ Ophiuchi; $\alpha = 16^h20^m$ tot 17^h20^m; $\delta = -24°$. Tegen een heldere nevel ten noorden en om de ster ϱ Ophiuchi strekt zich een donker gebied uit, vanwaaruit absorberende stroken zich oostwaarts uitstrekken, totdat ze het gebied van θ Ophiuchi bereiken.

4 Tenslotte noemen we de Kolenzak, een zich scherp aftekenende donkere wolk, met het blote oog te zien nabij het Zuiderkruis.

De ons bekende grote donkere wolken bevinden zich op afstanden van 120 tot ongeveer 800 parsec. Het spreekt vanzelf, dat de wijze waarop ze zich aan ons voordoen, bepaald is door hun afstand: indien de Kolenzak, die nu zo opvallend is, verder van ons verwijderd was, zouden we hem kleiner zien, maar bovendien met minder duidelijk contrast door de aanwezigheid van een groter aantal voorgrondsterren. Het waargenomen feit dat de interstellaire extinctie het grootst is voor de meest nabije donkere wolken en afneemt met toenemende afstand zal voor een belangrijk deel wel een schijnbaar effect zijn. Naast de enkele duidelijk zichtbare grote wolken zijn er vele kleinere. Bovendien moet er – zoals Trumpler

reeds in 1930 opmerkte – ook een min of meer gelijkmatig substratum van interstellair materiaal aanwezig zijn.

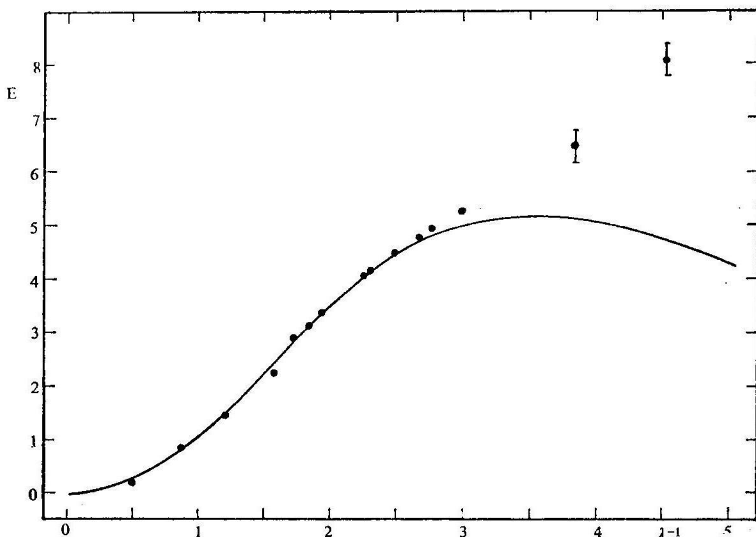
Een van de merkwaardige vormen waaronder het interstellair gas zich soms aan ons vertoont, zijn wel de zogenoemde olifantsslurven: in of tegen een achtergrond van lichtend gas ziet men donkere slurven materiaal, vaak omgeven door heldere randen; ze dringen vrij diep in de lichte materie door; zie plaat 21. Men denkt hier te doen te hebben met een instabiliteitsverschijnsel aan de grens van twee gebieden: het lichtende gas expandeert, en drukt het donkere gas weg. Aan het grensvlak ontstaan plaatselijk de olifantsslurven.

Tenslotte vermelden wij de zogenoemde globulen of bolwolken; zie plaat 21. Het zijn kleine intens donkere bolletjes materiaal, alleen zichtbaar tegen de achtergrond van een lichtende nevel. Men vindt ze vooral in de gebieden in Sagittarius en Ophiuchus, bijvoorbeeld tegen de achtergrond van de nevel M8. Ze moeten vrij klein zijn, en wanneer we aannemen dat ze even ver van ons verwijderd zijn als de lichtende nevel, moet hun middellijn van de orde van 30 000 astronomische eenheden zijn. Dergelijke bolwolkjes ziet men ook, maar minder talrijk, tegen de Noord-Amerikanevel afsteken.

Men is erin geslaagd, van enkele globulen de absorptie te bepalen. Voor die met middellijnen tussen 10 000 en 35 000 astronomische eenheden ligt de absorptie tussen 2 en 5 magnituden; voor de grotere is ze van de orde van 1 magnitude. Men heeft in de bolwolkjes wel eens een intermediaire fase willen zien in de ontwikkeling van interstellaire materie tot ster.

II.3.3 *Roodverkleuring en polarisatie van het sterlicht*

De mate van interstellaire extinctie is niet dezelfde voor alle golflengten. Het blauwe licht wordt sterker verzwakt dan het rode, waardoor het licht van ver verwijderde sterren roodachtig verkleurd wordt. Het spreekt vanzelf dat de mate van roodverkleuring een directe aanwijzing inhoudt over de aard van de stofdeeltjes. Als maat voor de interstellaire roodverkleuring heeft men het zogenoemde kleurexces ingevoerd. Dit is het verschil, in magnituden uitgedrukt, tussen de kleurindex zoals deze voor een bepaalde ster wordt waargenomen en die welke verwacht zou worden op grond van het spectrum van de ster. Blijkens deze definitie is het voor het nauwkeurig bepalen van een kleurexces van groot belang, het spectrum van de ster goed te kennen, zodat men weet welke kleurindex men zonder extinctie voor deze ster zou moeten verwachten. Zodra men voldoende zeker is van het spectrale type van de sterren, laat het kleurexces zich goed bepalen. Afbeelding 20 toont de grootte van het kleurexces,



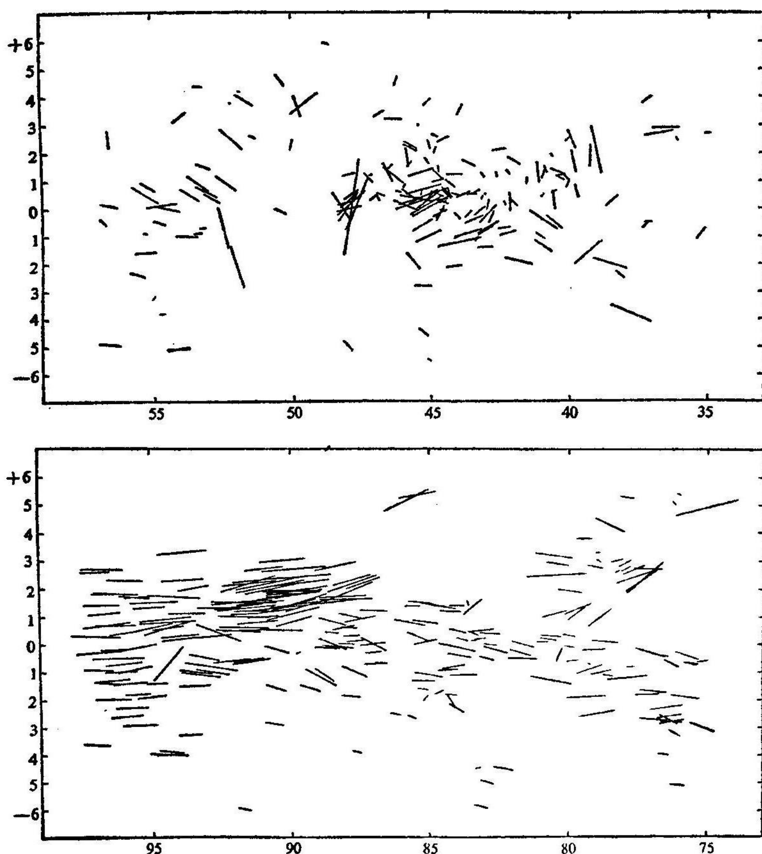
Afb. 20 Interstellaire extinctie. De punten geven gemeten waarden van de extinctie als functie van $\frac{1}{\lambda}$. De volle lijn is een theoretische kromme, berekend voor het model van de 'vuile ijskristallen'.

gemeten voor een aantal sterren door Boggess en Borgman. Om theoretische redenen is men gewoon, het gemeten kleurexces uit te zetten tegen het omgekeerde van de golflengte. In afbeelding 20 zijn ook twee punten gegeven, afgeleid uit raketmetingen van sterhelderheden in het ultraviolette deel van het spectrum. De volle lijn is een theoretische kromme voor diëlektrische korrels, afgeleid door Van de Hulst (zie ook deel 4, II.3.5). De golflengte-afhankelijkheid van de interstellaire extinctie lijkt niet in alle delen van het melkwegstelsel identiek te zijn. Johnson en Borgman hebben verschillen geconstateerd tussen de extinctiekrommen voor de Orion- en Cygnusgebieden; anderen vinden dergelijke verschillen in andere delen van de hemel. In verband met wat hierboven gezegd is over de afhankelijkheid van het gevonden kleurexces van de aangenomen spectrale typen van de sterren, moeten deze resultaten, hoewel ze zeer interessant zijn, met voorzichtigheid worden gehanteerd.

Een andere belangrijke bron van gegevens over de aard van het interstellaire materiaal is de polarisatie van het sterlicht. Dat het licht van sommige sterren enigszins gepolariseerd is, werd in 1949 ontdekt door

Hall en, onafhankelijk van hem, door Hiltner. Zoals bekend, noemt men licht gepolariseerd, wanneer de intensiteit van de lichttrilling in een bepaalde richting sterker is dan in andere; bij ongepolariseerd licht is zo'n voorkeurstrillingsvlak afwezig. Men bepaalt de polarisatiegraad, gedefinieerd als

$$p = \frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{//} + I_{\perp}}$$



Afb. 21 en 22 Interstellaire polarisatie. De richting en lengte van ieder der lijntjes geven metingen van polarisatievlak en -graad. Horizontaal: galactische lengte in graden. Verticaal: galactische breedte.

waarbij $I_{//}$ en $I_{\perp}$ de intensiteiten van de straling zijn, gemeten evenwijdig aan de richting van maximale polarisatie en loodrecht erop.

De polarisatiegraad p van het sterlicht is niet groter dan enkele percenten. Deze waarnemingen duiden erop, dat de absorberende eigenschappen van het interstellaire stof voor licht van een bepaalde trillingsrichting blijkbaar verschilt van de absorptie voor andere richtingen. Dat zou moeten betekenen dat de deeltjes een anisotrope structuur bezitten; zij zouden kunnen worden gericht door een interstellair magneetveld.

Sinds het pionierswerk van Hiltner en Hall is van een groot aantal sterren de interstellaire polarisatie gemeten. Deze metingen geven, behalve de polarisatiegraad, ook de richting van polarisatie van het sterlicht. De polarisatiegraden en -richtingen blijken (afb. 21 en 22) over grote delen van de hemel ruwweg dezelfde grootte en richting te hebben. Dit bewijst al dat de polarisatie geen eigenschap van de sterren kan zijn, maar veroorzaakt wordt in het medium tussen ster en waarnemer. Uit het feit dat het polarisatievlak een voorkeur vertoont voor richtingen evenwijdig aan de galactische equator, kan men concluderen, op grond van de theoretische interpretatie die aan de polarisatie wordt gehecht, dat het galactische magneetveld overwegend evenwijdig loopt aan het vlak van het melkwegstelsel.

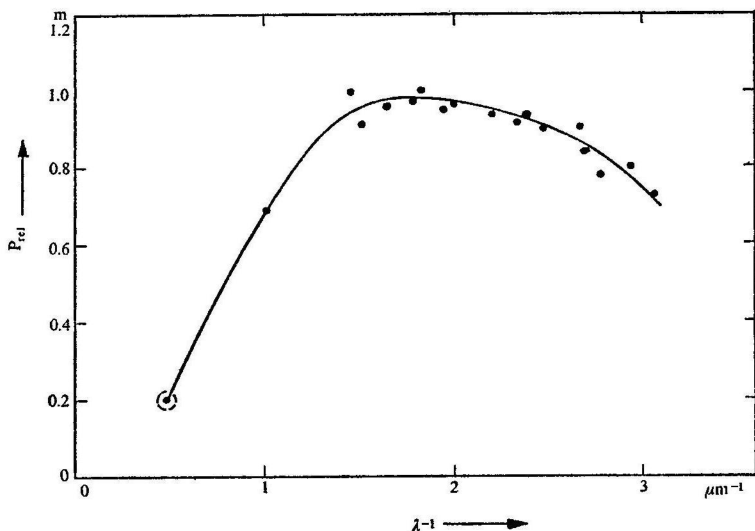
Afgezien van een systematisch verloop van de polarisatie over grote gebieden (afb. 22), vertoont plaatselijk de polarisatie hier en daar een afwijkend patroon (afb. 21). Ook hieruit blijkt de wolkstructuur van het interstellaire medium.

De polarisatie vertoont overal aan de hemel dezelfde golflengteafhankelijkheid (afb. 23).

II.3.4 *Reflectienevels*

In 1867 merkte Sir William Huggins op, dat het spectroscopisch onderzoek van lichtgevende nevels een typerend verschil liet zien tussen twee klassen van nevels. De ene soort vertoonde een spectrum met emissielijnen – we weten thans dat dit de diffuse emissienevels zijn –, de andere had een continu spectrum. In 1912 ontdekte Slipher het continue spectrum van de nevels om de Plejaden, en kon hij vaststellen dat ook overigens het spectrum leek op dat van de Plejaden. Zo bleek dat het licht van deze nevels niets anders is dan sterlicht, verstrooid aan interstellaire stofkorrels. Deze hypothese ontving verdere steun door de ontdekking van Hubble die liet zien dat er een verband bestaat tussen de schijnbare helderheid van de belichtende ster en de hoekdiameter van de omringende nevel. Men noemt deze betrekking thans algemeen de relatie van Hubble.

Er is thans een honderdvijftigtal reflectienevels bekend. De meeste ervan



Afb. 23 Afhankelijkheid van de polarisatie van $\frac{1}{\lambda}$. Geheel willekeurig is de waarde bij λ^{-1} = 1,8 op 1,0 gesteld.

zijn klein en hebben aan de hemel een schijnbare middellijn kleiner dan 10′. Een enkele heeft een middellijn groter dan 1°. In de meeste gevallen is het gereflecteerde licht vrij sterk gepolariseerd, zoals men verwachten kan van licht dat gereflecteerd wordt aan kleine deeltjes. De gemeten polarisatiegraad ligt tussen drie percent bij de nevel NGC 7023 en achtendertig percent bij NGC 1432: deze laatste nevel is die om de ster Maia uit de Plejaden. Ook het licht van nevels om andere Plejadensterren is sterk gepolariseerd. De polarisatiegraad van het nevellicht om Electra is twaalf percent, die van de nevel NGC 1435 om Merope is zevenentwintig percent.

II.3.5 *Aard van de interstellaire stofdeeltjes*

Het waarnemingsmateriaal dat op dit ogenblik ter beschikking staat om ons in te lichten over de aard, de vorm en de scheikundige samenstelling van de interstellaire stofdeeltjes, is nog steeds vrij mager: we kennen de grootte van de interstellaire absorptie en weten hoe deze grootheid verloopt als functie van de golflengte tot in het ultraviolet; bovendien kennen we de grootte, richting en golflengte-afhankelijkheid van de interstellaire

polarisatie. Aangezien de stofdeeltjes blijkbaar worden gericht in een magneetveld, meende men aanvankelijk dat de interstellaire stofdeeltjes langwerpig moesten zijn en voor een belangrijk deel moesten bestaan uit ijzer of ander magnetisch materiaal. Men zag daarbij over het hoofd dat bij het vaststellen van de aard der stofdeeltjes ook nog rekening moest worden gehouden met de scheikundige samenstelling van het materiaal waaruit ze gevormd worden. Overal in het heelal zijn waterstof en helium de meest voorkomende scheikundige elementen, gevolgd door elementen als koolstof, stikstof, zuurstof en neon; pas daarna komen de metalen, zoals ijzer, magnesium en silicium. In 1944, nog vóór de ontdekking van de interstellaire polarisatie, stelden Oort en Van de Hulst hun model voor, dat vaak het model van de 'vuile ijskristallen' wordt genoemd. Het bestaat voor drieënzeventig percent uit ijs en voor de rest uit andere veel voorkomende moleculen. Dit model was in staat, de waargenomen interstellaire extinctie in het visuele en infrarode spectrumgebied te verklaren. Het faalt echter voor de verklaring van de latere metingen van de interstellaire polarisatie en van de extinctie in het ultraviolette spectrumgebied.

In 1954 suggereerden Cayrel en Schatzman dat een deel van of al het interstellaire stof wellicht uit grafietkorrels zou kunnen bestaan. Dit model vereenvoudigde het verklaren van de polarisatie van het licht, daar grafiet, wat zijn magnetische, elektrische en optische eigenschappen betreft, een zeer anisotroop kristal is. Grafietkristallen kunnen zich richten in een magnetisch veld. In de omgeving van koele sterren zouden ze zich gemakkelijk kunnen vormen. Het model is later uitgebreid door Hoyle en Wickramasinghe, die aannemelijk konden maken dat de grafietkristallen zich vormen in de atmosferen van koele sterren van spectrale typen C en N. Door de stralingsdruk zouden ze zich van de ster verwijderen en in de interstellaire ruimte zou het grafiet, dat scheikundig sterk absorberend is, andere atomen, vooral ijs uit de interstellaire ruimte, opnemen. Het grafiet wordt zo langzamerhand omgeven door een mantel die hoofdzakelijk uit ijs bestaat. Het model van de grafietdeeltjes met de ijsmantel is redelijk in staat, de waargenomen extinctie van het sterlicht te verklaren, ook in het ultraviolette spectrumgebied, maar de verklaring van de interstellaire polarisatie, met name de golflengte-afhankelijkheid ervan, levert nog moeilijkheden op.

Onderstaande tabel geeft de voornaamste eigenschappen van de twee modellen. Het is echter wel duidelijk, dat het onderzoek in dit gebied niet afgesloten is.

TABEL: MODELLEN VAN INTERSTELLAIRE DEELTJES

model van:	*Oort en Van de Hulst*	*Hoyle en Wickramasinghe*
naam:	*'vuil ijs'*	*grafiet met ijsmantel*
straal (cm)	$1{,}5 \times 10^{-5}$	8×10^{-6} (kern) $2{,}4 \times 10^{-5}$ (het hele deeltje)
aangenomen scheikundige samenstelling	H_2O 73% H_2 2,4% CH_4 12,9% NH_3 6,9%	C 7,5% H_2O 92,5%
dichtheid (gr/cm³)	1,1	1.04
massa (gram)	$3{,}3 \times 10^{-14}$	$6{,}0 \times 10^{-14}$
temperatuur (°K)	10 tot 50	

11.4 INTERSTELLAIRE ABSORPTIELIJNEN

In 1904 onderzocht Hartmann de spectra van sommige zeer ver verwijderde dubbelsterren. Doordat dubbelsterren zich in een baan om hun begeleiders bewegen, ondergaan de spectrale lijnen een periodieke verplaatsing als gevolg van het doppler-effect. Hartmann vond echter op de golflengten van de H- en K-lijnen van interstellair calcium enkele zeer scherpe spectrale lijnen die aan deze regelmatige beweging niet meededen. Ze konden dus niet gevormd worden in de atmosfeer van de ster, maar moesten afkomstig zijn van gas dat zich tussen de ster en de waarnemer bevindt. Ook de scherpte van deze lijnen duidt erop dat ze gevormd moeten zijn in het zeer ijle interstellaire gas. Verder onderzoek heeft aangetoond, dat in de spectra van verre sterren niet alleen de interstellaire lijnen van geïoniseerd calcium voorkomen, maar ook die van natrium, kalium, titanium, ijzer en zelfs lijnen van molecule-radicalen zoals CH en CN. Daarnaast heeft de spectroscopische waarneming van het interstellaire gas gegevens opgeleverd over de snelheden ervan. De golflengten van de interstellaire lijnen blijken niet altijd precies overeen te stemmen met de laboratorium-golflengten, maar zijn vaak iets verplaatst, wat erop duidt dat een deel van het interstellaire gas beweegt (doppler-effect). In 1948 vond Adams dat in vele sterren de K-lijn van geïoniseerd calcium

uit verschillende componenten bestaat. Het licht van de ster is blijkbaar door een aantal wolken gegaan, die ieder hun eigen snelheid hebben; zie ook plaat 22. De gemiddelde wolksnelheden zijn van de orde van 15 km/sec, maar zijn in enkele gevallen veel groter. Een wolk in Sagittarius heeft een snelheid van 96 km/sec. Gemiddeld genomen, treft men ongeveer een interstellaire gaswolk aan per honderd parsec langs de gezichtslijn.

De waarneming van de interstellaire absorptielijnen is niet eenvoudig. De sterren moeten in de eerste plaats zo ver verwijderd zijn dat voldoende interstellaire absorptie kan optreden om de lijnen waarneembaar te maken. De bruikbare sterren zijn daarom zwak en het verkrijgen van een spectrum van hoge dispersie is moeilijk. Dit beperkt de waarneembaarheid van sterren waarin de interstellaire lijnen waargenomen kunnen worden tot die op afstanden kleiner dan 2 à 3 kiloparsec. En ook dan zijn de belichtingstijden nog vrij lang om een spectrum van hoge dispersie mogelijk te maken. Metingen met behulp van een Fabry-Pérot-interferometer door Hobbs hebben een snelheidsbepaling tot op 1/4 km/sec mogelijk gemaakt. Er is een andere, natuurlijke, moeilijkheid bij het waarnemen van de interstellaire spectrumlijnen: de sterkst waarneembare lijnen zijn die van neutraal natrium en van éénmaal geïoniseerd calcium. Dit materiaal komt echter naar verhouding vrij weinig in de interstellaire ruimte voor, daar vrijwel alle natrium geïoniseerd, en alle calcium zelfs tweemaal geïoniseerd is. Voor het waarnemen van deze lijnen moet men zich bovendien beperken tot sterren die deze lijnen niet of nauwelijks in hun eigen spectrum vertonen. Dit zijn de betrekkelijk zeldzame vroege sterren.

Op dit ogenblik is een veertigtal interstellaire absorptielijnen bekend tussen 3000 en 7700 Å. Nieuwe mogelijkheden zullen zich in de toekomst wellicht voordoen door het onderzoek van het ultraviolette deel van sterspectra. Een deel van het interstellaire gas zou in de vorm van H_2-moleculen kunnen voorkomen. Dit molecule heeft sterke absorptielijnen in de buurt van 1100 Å. Met behulp van een astronomische spectrofotometer, geplaatst in een satelliet, zouden deze lijnen waarneembaar zijn.

Een raadsel wordt nog gevormd door de ongeïdentificeerde diffuse interstellaire lijnen. Een twintigtal van deze 'spectrale lijnen' is waargenomen in het spectrumgebied tussen 4000 en 6800 Å. De lijnen hebben halfwaardebreedten tot 10 Å, terwijl de moleculaire en atomaire spectrumlijnen in het algemeen slechts breedten hebben van enkele honderdsten van een Å. Ze zijn sterk en nemen ongeveer zesmaal meer licht uit de spectra van de achtergrondsterren weg dan de atomaire en moleculaire lijnen te zamen. De lijnen verschijnen steeds bij dezelfde golflengte, maar

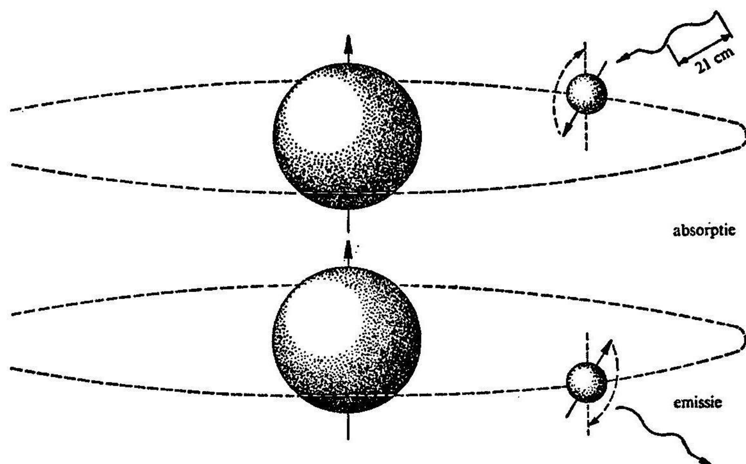
hun lijnprofielen en de verhouding van de sterkten variëren van ster tot ster. Het is niet onmogelijk dat deze diffuse banden veroorzaakt worden door interstellaire deeltjes en niet door moleculen of atomen, daar de sterkte van de lijnen eerder samenhangt met de mate van interstellaire extinctie dan met het aantal Ca^+-atomen in de gezichtslijn. Het is daarom begrijpelijk, dat pogingen zijn ondernomen om de diffuse lijnen te verklaren door de hypothese van plasmaresonantie in vaste stofjes (Unsöld, 1964) of door absorptie in H_2-moleculen, vastgeklit op interstellaire korrels (Herbig, 1963). Geen van deze pogingen heeft echter nog tot een bevredigend resultaat geleid.

II.5 NEUTRAAL WATERSTOF

II.5.1 *De 21 cm-lijn*

Buiten de H^+-gebieden is de temperatuur zo laag, dat zo goed als alle atomen van neutraal waterstof zich in het laagste energieniveau (de grondtoestand) bevinden. Ze kunnen dus geen licht uitstralen en de aanwezigheid van neutraal waterstof blijft voor de optische waarnemer verborgen. Maar wel wordt door neutraal waterstof radiostraling uitgezonden, en wel op een golflengte van 21,1 cm. Voor de energie van een waterstofatoom in de grondtoestand maakt het namelijk verschil uit, hoe de zogenoemde spin – dat is het draaimoment – van het elektron, georiënteerd is ten opzichte van de spin van het proton. Als het elektron en het proton dezelfde draaiingszin hebben, is de energie van het systeem (proton + elektron) iets groter dan wanneer de draaiingen tegengesteld zijn. De grondtoestand is derhalve gesplitst in twee componenten, met een energieverschil ten bedrage van $5{,}9 \times 10^{-6}$ eV, corresponderend met een frequentie $f_0 = 1420{,}406$ MHz. Men noemt deze splitsing de hyperfijnstructuur. Wanneer de draaizin van het elektron omslaat van parallel naar anti-parallel, wordt radiostraling uitgezonden op een golflengte van 21,1 cm (zie afb. 24).

Weliswaar is de kans op het omslaan van de spin ontzaglijk klein: een H-atoom in het bovenste energieniveau zal gemiddeld pas na 9 miljoen jaren onder uitzending van straling overgaan naar het onderste niveau. Maar dank zij het zeer grote aantal atomen langs de gezichtslijn, wordt toch een waarneembare hoeveelheid straling van de 21 cm-lijn door de neutrale waterstof uitgezonden. Op de mogelijkheid, radiostraling van de 21 cm-lijn te detecteren, werd het eerst gewezen door Van de Hulst in 1944. De lijn werd ontdekt in 1951, achtereenvolgens door Ewen en



Afb. 24 Voorstelling van de emissie en absorptie van 21 cm-straling door het neutrale waterstofatoom.

Purcell (Harvard), door Muller (Kootwijk) en door Christiansen en Hindman (Sydney).

De 21 cm-radiostraling is sterk naar het vlak van de melkweg geconcentreerd. Zowel dichtbij als veraf gelegen gebieden dragen bij tot deze straling, zoals men die uit een bepaalde richting opvangt. De neutrale waterstof neemt deel aan de (niet uniforme) rotatie van het melkwegstelsel, zodat in ieder punt van de gezichtslijn het waterstofgas een bepaalde snelheidscomponent V langs de gezichtslijn vertoont. De radiële snelheid V_r ten opzichte van de zon wordt gevonden door van V af te trekken de snelheidscomponent V_0, langs de gezichtslijn, van de rotatiesnelheid van de zon. Als gevolg van de ongelijkmatige rotatie van het melkwegstelsel (het stelsel roteert niet als een star wiel) varieert de radiële snelheid $V_r = V - V_0$ langs de gezichtslijn. De 21 cm-straling, die wordt uitgezonden door gas dat zich met een radiële snelheid V_r ten opzichte van ons beweegt, vertoont uiteraard een doppler-effect: de frequentie waarop deze straling wordt opgevangen, is verschoven over een stuk $\triangle f = (V_r/c)f_0$. De bijdragen uit de verschillende punten langs de gezichtslijn worden dus ook op verschillende frequenties waargenomen, met andere woorden: de lijnstraling strekt zich uit over een zeker frequentiebereik.

Door verstemming van een ontvanger met een smalle doorlaatband kan het lijnprofiel worden opgemeten (zie deel 1, III.6.3). Nabij de melkweg

vertonen de profielen meestal enkele intensiteitsmaxima. Zulke pieken corresponderen blijkbaar met concentraties van waterstof, die zich met bepaalde snelheden ten opzichte van ons bewegen. Deze concentraties bevinden zich op juist zulke afstanden waar deze radiële snelheden voorkomen (zie ook afb. 27).

In de richtingen van het galactisch centrum en van het anticentrum is de 21 cm-lijn enkelvoudig: voor deze richtingen is de component van de rotatiesnelheid langs de gezichtslijn overal nul. Toch vertoont ook in deze beide richtingen het lijnprofiel een zekere breedte. Dit is het gevolg van afwijkingen van de zuivere cirkelbeweging in de bewegingen van de verschillende gaswolken die een bijdrage tot de 21 cm-lijn leveren.

II.5.2 *Temperatuur en dichtheid van de neutrale waterstof*

De 21 cm-lijnstraling binnen een frequentiebereik f tot $(f + df)$ correspondeert met straling van alle waterstofatomen langs de gezichtslijn met snelheden tussen V en $(V + dV)$, waarbij $V/c = (f - f_o)/f_o$ en $dV = (c/f_o)df$ (f_o is de laboratorium-lijnfrequentie).

De neutrale waterstof zendt niet alleen straling met een golflengte van 21 cm uit, maar oefent tevens een absorberende werking uit op straling van deze zelfde golflengte. De gezamenlijke atomen langs de gezichtslijn, met snelheden tussen V en $(V + dV)$, ten getale van $N(V)dV$ per cm^2, vertegenwoordigen een optische diepte τ voor straling op de corresponderende frequentie f. Volgens de definitie van optische diepte wil dit zeggen, dat de intensiteit van een voorbij de neutrale waterstof gelegen bron door absorptie wordt gereduceerd tot een fractie $e^{-\tau}$ van de intensiteit die de bron zonder aanwezigheid van de neutrale waterstof gehad zou hebben.

Zij V uitgedrukt in cm/sec. Dan volgt uit de bekende overgangswaarschijnlijkheid van de 21 cm-lijn voor het verband tussen $N(V)$ en $\tau(f)$:

$$N(V) = 1{,}835 \times 10^{13}\, T\, \tau\, (f) \qquad (1)$$

waarbij T de temperatuur is die de verdeling van de H-atomen over de beide energieniveaus beschrijft (de zogenoemde aanslagtemperatuur). Zodra T en τ bekend zijn, staat dus het aantal atomen binnen een bepaald snelheidsbereik volgens (1) vast. De genoemde grootheden volgen uit de intensiteit $I(f)$ van de door de neutrale waterstof uitgezonden straling, die wordt gegeven door:

$$I(f) = 2kT(f^2/c^2)\,(1 - e^{-\tau}) \qquad (2)$$

waarin k de constante van Boltzmann voorstelt.

Wij merken op, dat men heeft:

$$\text{voor } \tau \ll 1 : I(f) = 2kT(f^2/c^2)\tau; \qquad (3a)$$

$$\text{voor } \tau \gg 1 : I(f) = 2kT(f^2/c^2) \qquad (3b)$$

Het is gebleken, dat er een bovenste grens is aan de intensiteiten in de verschillende profielen van de 21 cm-lijn; wij noemen deze maximumwaarde I_m. Het ligt voor de hand aan te nemen, dat dit maximum correspondeert met het geval $\tau \gg 1$. Uit I_m vindt men volgens (3b) voor de temperatuur T een waarde van ongeveer 125°K. Wordt nu in een of ander lijnprofiel op een bepaalde frequentie een intensiteit I gemeten, dan volgt voor die frequentie de optische diepte volgens (2) uit de relatie:

$$I/I_m = 1 - e^{-\tau} \qquad (4)$$

Hiermee is nu dus ook de optische diepte τ voor de desbetreffende frequentie bekend; uit vergelijking (1) volgt dan, als men aanneemt: $T =$ 125 °K, het aantal $N(V)$ van de atomen met snelheden tussen V en $(V + 1)$ cm/sec, die zich bevinden in een kolom met een doorsnede van 1 cm^2. Met behulp van het voor de desbetreffende richting geldende verband tussen V en de afstand, kan nu ook de dichtheid (aantal atomen per cm^3) worden afgeleid ter plaatse waar de atomen met snelheid V zich bevinden.

II.5.3 *De verdeling van neutraal waterstof in het melkwegstelsel*

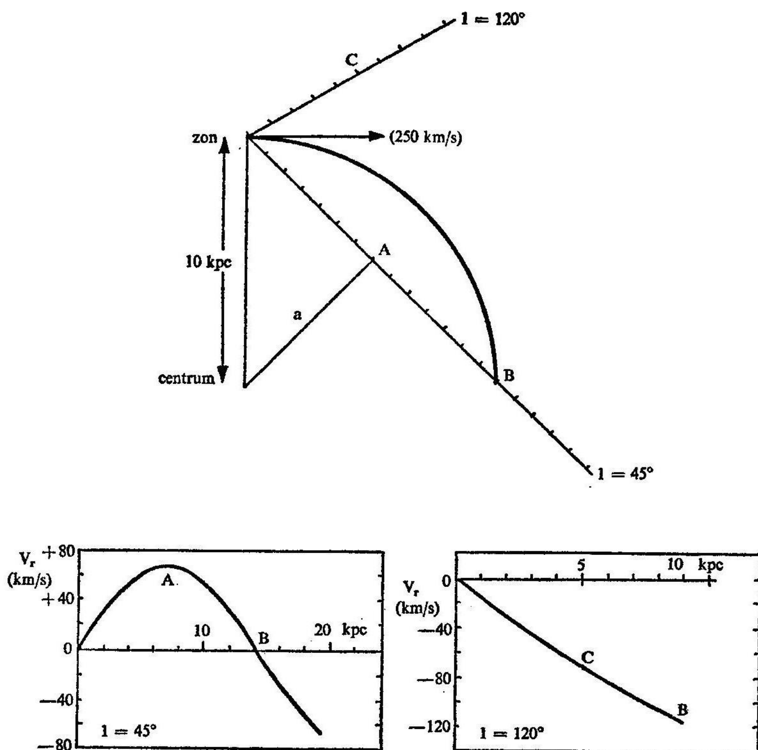
Zoals wij zagen, berust de bepaling van de dichtheidsverdeling van de neutrale waterstof langs de gezichtslijn op kennis van het verband tussen de radiële snelheid en de afstand. Voor iedere richting kan dit verband worden afgeleid, indien bekend is hoe de rotatiesnelheid V varieert met de afstand tot het galactisch centrum.

Voor afstanden tot het centrum, kleiner dan de zonsafstand, kan het verband tussen rotatiesnelheid en afstand tot het centrum worden bepaald uit waarnemingen van de 21 cm-lijn zelf. Voor richtingen, binnen 90 graden hoekafstand van de richting naar het centrum, wordt namelijk de maximale radiële snelheid gevonden in het punt van de gezichtslijn op de kleinste afstand van het centrum (punt A in afb. 25). Door bij de gemeten maximale radiële snelheid op te tellen de component die de rotatiesnelheid ter plaatse van de zon in de desbetreffende richting heeft, verkrijgt men de rotatiesnelheid in punt A. In de omgeving van de zon bedraagt de rotatiesnelheid ongeveer 250 km/sec.

Het blijkt, dat de punten die men verkrijgt door de zo gevonden rotatiesnelheden uit te zetten tegen de bijbehorende afstanden (dat is in afb. 25 de afstand a van het centrum naar punt A) niet langs een vloeiende kromme liggen. Hiervoor kunnen twee redenen worden aangevoerd:

1 niet altijd bevindt zich in punt A een concentratie van neutraal waterstof;

2 eigen snelheden van de waterstofwolken zijn gesuperponeerd op de algemene rotatie.

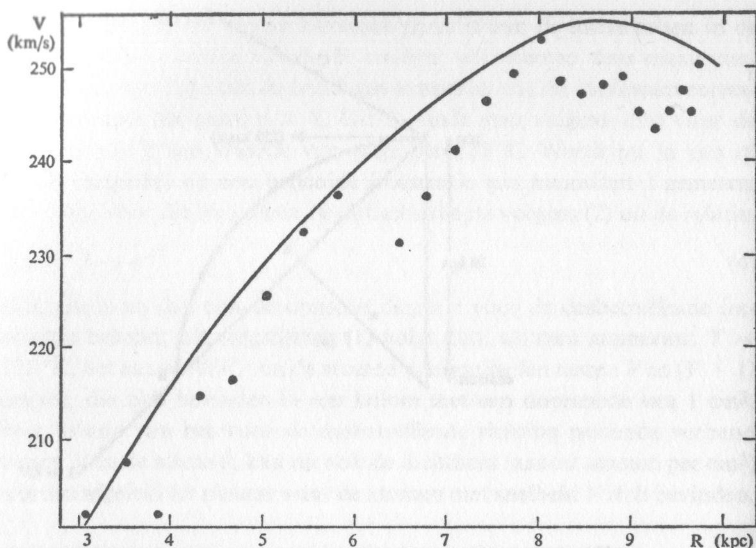


Afb. 25 Bovenste figuur: situatieschets voor gezichtslijnen in het melkwegvlak naar richtingen met galactische lengten 45° en 120°; onderste figuur: verloop van de radiële snelheid met de afstand, langs deze gezichtslijnen.

Men veronderstelt doorgaans, dat de rotatiekromme van het melkwegstelsel niet veel afwijkt van de omhullende die men langs de bovenste punten in het (V-r)-diagram kan trekken (zie afb. 26).

Voor het gedeelte van het melkwegstelsel op afstanden tot het centrum, groter dan de zonsafstand, moet men uitgaan van een rotatiekromme die berust op een model van de massaverdeling van het melkwegstelsel.

Omdat nu in ieder punt van de gezichtslijn de rotatiesnelheid bekend is, kan ook de radiële snelheid ten opzichte van de zon worden opgegeven als functie van de afstand langs de gezichtslijn. Dit veroorlooft ons de diverse componenten in het lijnprofiel te lokaliseren. Wij willen dit illustreren aan de hand van de afbeeldingen 25 en 27.

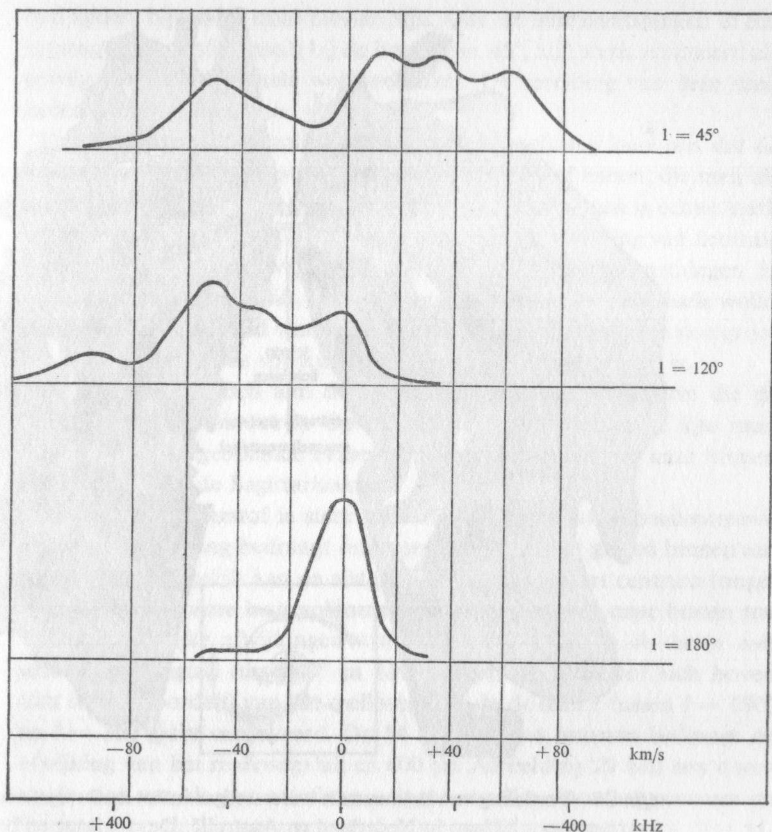


Afb. 26 Rotatiekromme van het melkwegstelsel, afgeleid uit waarnemingen van 21 cm-lijnprofielen (volgens een publikatie van W. W. Shane).

In afb. 25, onderste gedeelte, is het verband tussen radiële snelheid V_r en afstand langs de gezichtslijn gegeven voor twee galactische lengten: $l = 45°$ en $l = 120°$. We zien dat voor $l = 45°$ de radiële snelheid V_r aanvankelijk positief is en een maximum van 70 km/sec bereikt in het dichtst bij het centrum gelegen punt (A). Voorbij het punt (B), gelegen op dezelfde afstand van het centrum als de zon, wordt de radiële snelheid negatief. Vergelijken wij nu met het lijnprofiel zoals dat in deze richting wordt waargenomen (afb. 27). Dit profiel beslaat zowel positieve als negatieve waarden van V_r. De lijnemissie met positieve V_r is klaarblijkelijk afkomstig van waterstofcomplexen tussen de punten 'zon' en (B). De lijnemissie met negatieve V_r moet worden toegeschreven aan neutrale waterstof die zich voorbij punt (C) bevindt.

Plaat 19 Het centrale deel van de Orionnevel, met het Trapezium (opname van het observatorium te St. Michel, Haute Provence).

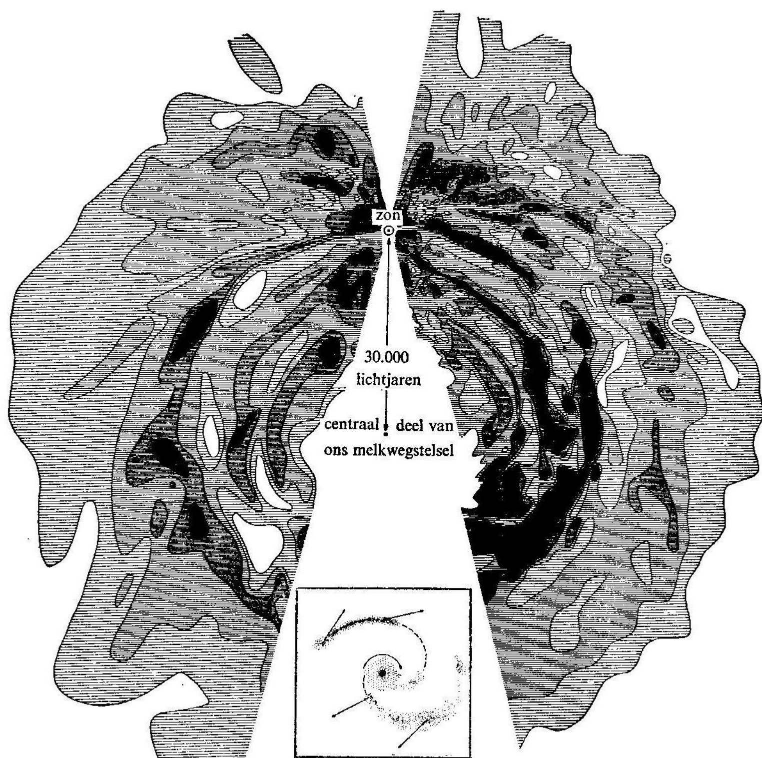
Plaat 20 De Krabnevel, gefotografeerd in rood waterstoflicht, Hα (opname met de 100 inch-telescoop, Mount Wilson).



Afb. 27 Profielen van de 21 cm, zoals waargenomen bij drie verschillende galactische lengten. Deze profielen zijn verkregen in de begintijd van de waarnemingen van de 21 cm-lijn met een 7,5 meter-radiospiegel van de PTT te Kootwijk. De bundelopening tussen halfwaardepunten van deze spiegel is 1°,8 × 2°,8; de bandbreedte van de ontvanger was 35 kHz (corresponderend met 7,4 km/sec).

Plaat 21 Nevel M16 (NGC 6611) in het Schild van Sobieski; met bolwolkjes en olifantsslurven (opname met de 200 inch-telescoop, Mt. Palomar).

Plaat 22 Multipliciteit van interstellaire absorptielijnen, volgens een waarneming van Livingston en Lynds, Kitt Peak Nat. Observatory, Arizona.



Afb. 28 Verdeling van het neutrale waterstofgas in het melkwegstelsel, volgens waarnemingen gedaan in Nederland en Australië. De structuur en bewegingen nabij het centrum zijn geschetst in de afzonderlijke tekening onderaan.

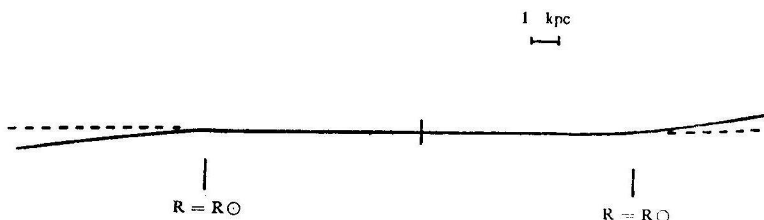
Voor $l = 120°$ overwegen, zoals te verwachten is, de negatieve snelheden (afb. 27). De top bij $V_r = 0$ correspondeert kennelijk met een zeer nabij gelegen complex van neutrale waterstof. De emissie bij positieve V_r had strikt genomen niet mogen optreden. Dat niettemin ook bij positieve V_r een zekere hoeveelheid straling voorkomt, leert ons dat afwijkende bewegingen van individuele wolken op de algemene rotatie zijn gesuperponeerd (een deel van de uitloop naar positieve snelheden komt evenwel voor rekening van de bandbreedte van de ontvanger, die in het geval van afb. 27 overeenkomt met een snelheidsbereik van 8 km/sec). Ook in de richtingen van het centrum en het anticentrum veroorzaken de individuele wolksnelheden een verbreding van het lijnprofiel (afb. 27); dit profiel

had anders bijzonder smal moeten zijn. Ook de intensiteitspieken in een samengesteld profiel, zoals bij de lengte $l = 45°$, zijn sterk versmeerd als gevolg van de individuele wolksnelheden. De spreiding van deze snelheden bedraagt ongeveer ± 7 km/sec.

Een analyse van lijnprofielen langs de hele melkweg leert ons dat de neutrale waterstof is gegroepeerd volgens stroken of banen, die men als spiraalarmen mag opvatten. De structuur van deze armen is echter sterk verbrokkeld. Afbeelding 28 geeft een beeld van de verdeling van neutrale waterstof in het melkwegstelsel, zoals afgeleid uit waarnemingen in Nederland en in Australië. Omdat de profielen door de individuele wolksnelheden zo versmeerd worden, is het niet mogelijk, te zeggen hoe groot het contrast tussen de spiraalarmen en hun omgeving precies is.

De zon bevindt zich aan de binnenkant van een spiraalarm die de Orionarm genoemd wordt. Op een afstand van ongeveer 2 kpc naar buiten ligt de zogenoemde Perseusarm; ongeveer even ver naar binnen toe bevindt zich de Sagittariusarm.

De neutrale waterstof is sterk naar het melkwegvlak geconcentreerd; de dikte van de laag bedraagt ongeveer 200 pc. In het gebied binnen een straal ongeveer gelijk aan de afstand van de zon tot het centrum (ongeveer 10 kpc) is deze laag volkomen plat, maar verder naar buiten toe treden belangrijke afwijkingen van een plat vlak op. In de sector met galactische lengten tussen 0° en 180° verheft de waterstof zich boven (dat is: ten noorden) van het melkwegvlak, in de sector tussen $l = 180°$ en $l = 360°$ juist omgekeerd. Op 14 kpc van het centrum bedraagt de afwijking van het melkwegvlak ca 600 pc. Afbeelding 29 laat een doorsnede zien van de waterstoflaag volgens een lijn door het centrum en loodrecht op de lijn centrum-zon. Als mogelijke oorzaak van deze afwijkingen wordt wel gedacht aan een soort getijdenwerking die de Magalhaanse Wolken zouden uitoefenen op ons melkwegstelsel.



Afb. 29 Doorsnede van de laag waterstofgas volgens een lijn door het centrum en loodrecht op de lijn centrum-zon.

De neutrale waterstof in het melkwegstelsel omvat ongeveer 3 × 10^9 zonsmassa's, dat is ongeveer vier percent van de totale massa.

II.5.4 *Het centrale deel van het melkwegstelsel*

Aan weerszijden van het centrum, op hoekafstanden binnen ongeveer 20° galactische lengte, bevindt zich een spiraalarm waarvan de materie niet alleen deelneemt aan de algemene rotatie van het melkwegstelsel, maar die bovendien expandeert: de waterstof in deze arm verwijdert zich met een snelheid van ruim 50 km/sec van het melkwegcentrum. De afstand van deze arm tot het centrum bedraagt ongeveer 3 kpc. In de continuüm-radiostraling van de sterke radiobron Sag A in het centrum produceert deze arm de 21 cm-lijn in absorptie, en wel op een frequentie die, als gevolg van het doppler-effect, 250 kHz verschoven is ten opzichte van de centrale frequentie waarop nabij het centrum het merendeel van de 21 cm-lijnstraling wordt waargenomen. Met deze expansie is een materie-transport van 1 à 2 zonsmassa's per jaar gemoeid. Dit werpt de vraag op, hoe dit massaverlies in het centrale deel van ons melkwegstelsel wordt aangevuld. Er zijn nog enige andere concentraties in richtingen nabij het centrum en aan gene zijde ervan, die grote radiële snelheidscomponenten vertonen, in de orde van 100 km/sec (zie afb. 28, onderaan).

Voorts treft men zeer nabij het melkwegcentrum aan:

1 een centrale schijf met een straal van 300 à 350 pc; hiervan bedraagt de dichtheid ongeveer 3 atomen per cm^3;

2 een gedeelte van een ring tussen 500 en 590 pc van het centrum. Uit de grote rotatiesnelheid (ongeveer 200 km/sec), die de materie in deze ring vertoont, kan men opmaken dat er een grote concentratie van (ster) massa in het melkwegcentrum moet voorkomen, met op een afstand van 90 pc van het centrum een dichtheid die duizend maal groter is dan de dichtheid in de omgeving van de zon. Er bestaan geen aanwijzingen dat ook in de schijf en in de ring expansie zou optreden.

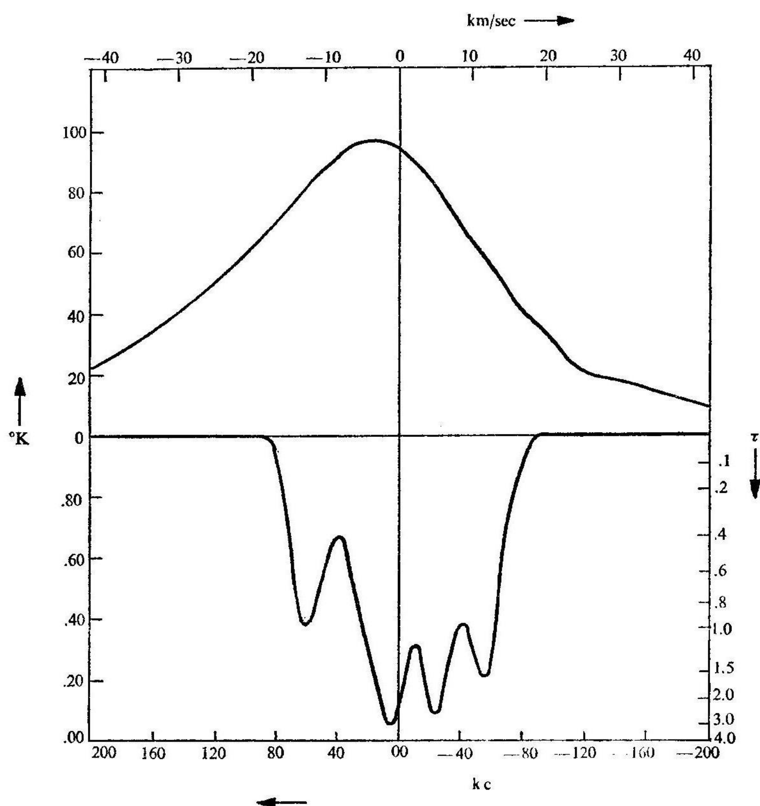
II.5.5 *De wolkstructuur van H^+-gebieden*

a De 21 cm-lijn in absorptie

Aan de straling van de 21 cm-lijn, zoals die uit een bepaalde richting wordt opgevangen, wordt bijgedragen door alle neutrale waterstof die zich binnen de bundelopening van de antenne bevindt (voor een 25 meter-spiegel, zoals die te Dwingeloo, is dit 0,°6). Binnen een dergelijke opening kan een aantal individuele waterstofwolken voorkomen, die, indien ze verschillende eigen snelheden bezitten, het lijnprofiel zullen verwazigen.

Wij hebben er reeds in deel 4, II.5.2 op gewezen, dat de neutrale water-

stof niet alleen eigen straling uitzendt, maar deze straling ook weer absorbeert. Stel, er bevindt zich een radiobron achter wolken van neutrale waterstof. Juist op de frequenties waarop deze wolken zelf stralen, zal de straling van deze radiobron, wegens de absorptie, verzwakt worden. Als op deze frequenties de achtergrondbron een grotere oppervlaktehelderheid heeft dan de waterstofwolken, zal de bron meer helderheid verliezen dan er door de wolkstraling bijkomt. Bijgevolg zal de 21 cm-lijn, tegen



Afb. 30 Profiel van de 21 cm-lijn in absorptie tegen de achtergrond van de radiobron W22 (dat is nummer 22 uit de catalogus van Westerhout). De bovenste kromme geeft het profiel van de 21 cm-lijn in emissie, zoals waargenomen in de onmiddellijke nabijheid van W22. Deze waarneming is gedaan door Clark, Radakrishnan en Wilson (Owen's Valley Radio Observatory, Verenigde Staten).

de achtergrond van een radiobron, in absorptie verschijnen. Het absorptieprofiel leert ons weer welke de radiële snelheden zijn van de absorberende wolken.

De hoekdiameter van een radiobron is doorgaans niet groter dan enkele boogminuten; slechts de waterstof die zich binnen deze hoekopening bevindt, vóór de radiobron, manifesteert zich door haar absorptie. Een voorbeeld van zo'n absorptielijn wordt gegeven in afb. 30. De afzonderlijke componenten in een absorptielijn zijn doorgaans veel smaller dan de componenten in een emissielijn. Dit is een duidelijke aanwijzing dat we met veel minder verwaziging te maken hebben; de afzonderlijke componenten corresponderen zeer waarschijnlijk met individuele wolken. Van de vier componenten in de absorptielijn in afb. 30 is in de emissielijn, zoals die in de onmiddellijke omgeving wordt waargenomen, niets te zien: te veel verschillende wolken dragen tot deze emissie bij.

Uit de breedte van de individuele componenten van absorptielijnen in diverse radiobronnen volgt voor de spreiding van de inwendige snelheden binnen een wolk een bedrag van ongeveer ± 2 km/sec. Op grond van alleen de temperatuurbeweging (bij $T = 125$ °K) van de H-atomen is een spreiding van slechts 1 km/sec te verwachten. Het surplus aan spreiding wordt vermoedelijk teweeggebracht door turbulente bewegingen binnen een wolk.

b Wolken op hoge galactische breedte

Omdat de neutrale waterstof sterk naar het melkwegvlak geconcentreerd is, moet de neutrale waterstof die men waarneemt op hogere galactische breedten, zich betrekkelijk nabij bevinden. In dit geval is de kans geringer dat zich vele individuele wolken tegelijk in de antennebundel bevinden, zodat de pieken scherper zullen zijn en eerder met individuele wolken corresponderen dan met hele wolkcomplexen. Inderdaad kan men individuele wolken onderscheiden; sommige lijnprofielen vertonen zeer smalle componenten, de smalste komen overeen met een spreiding van de inwendige snelheden van 1,1 km/sec. De diameter van een individuele wolk is van de orde van 5 à 10 pc, de gemiddelde dichtheid bedraagt enkele H-atomen per cm^3 en de totale massa van één wolk 10 á 20 zonsmassa's.

Een opmerkelijk verschijnsel is het overwegen van wolksnelheden die naar het melkwegvlak toe gericht zijn. Aan dit verschijnsel zijn drie aspecten verbonden.

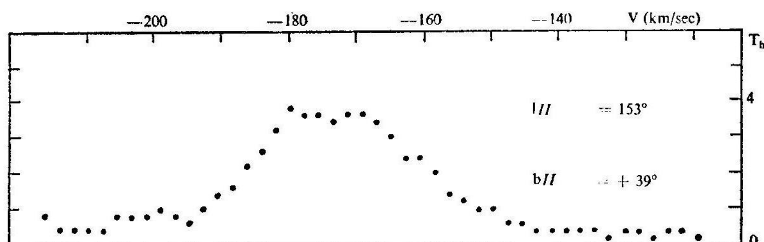
1 Onder de wolken met kleine snelheden, die men aantreft in de beide galactische poolkappen, overheersen de negatieve radiële snelheden (naar ons toe). De gemiddelde radiële snelheid bedraagt —4 à —6 km/sec. Wolken van lage snelheid bevinden zich waarschijnlijk op afstanden van

minder dan 100 pc. In het melkwegvlak vertoont de neutrale waterstof waarschijnlijk geen systematische snelheid loodrecht op het melkwegvlak; op enige afstand boven of onder dit vlak lijkt de materie langzaam tot het vlak te naderen.

2 In de nabijheid van de galactische polen komt, behalve de genoemde groep met snelheden tussen 0 en —10 km/sec, ook een groep wolken voor met snelheden tussen —20 en —55 km/sec. Ook op lagere breedten bevinden zich wolken met negatieve radiële snelheid, tot —60 à 80 km/sec toe, met name in het interval van galactische lengte tussen 90° en 200°. In ditzelfde lengte-interval is er een relatief tekort aan wolken met geringe snelheden. Mogelijk moet men dit verschijnsel opvatten als een plaatselijke verstoring in de laag neutrale waterstof nabij de zon, die zou worden veroorzaakt door een stroom materie die onder een vrij geringe hoek het melkwegvlak doorkruist met een snelheid van naar schatting 85 km/sec.

3 In het gebied van de hemel met galactische breedten tussen +30° en +60° en galactische lengten tussen 70° en 170° zijn op een aantal plaatsen wolken gevonden met zeer grote naar ons toe gerichte snelheden, in de orde van 100 à 150 km/sec. Een van de in Dwingeloo waargenomen objecten, met een radiële snelheid van —175 km/sec, vertoont een diameter van 3°,5. Afbeelding 31 vertoont een van de lijnprofielen van deze wolk. Ook werd vanuit Dwingeloo de aanwezigheid van een groot wolkcomplex vastgesteld met afmetingen in de orde van 10°, waarin snelheden van —110 tot —150 km/sec voorkomen.

De interpretatie van deze naar het melkwegvlak toe gerichte bewegingen is nog zeer onzeker, temeer daar de afstanden van deze wolken onbekend zijn. Indien de toevoer van materie lange tijd (honderden miljoenen jaren) zou voortduren, zou deze door een of ander circulatiesysteem in gang



Afb. 31 21 cm-lijnprofiel van een wolk met hoge snelheid, volgens een onderzoek van Hulsbosch en Raimond met de radiotelescoop te Dwingeloo.

gehouden moeten worden. Wellicht hebben wij te maken met een terugvloeien van materie die in een vroeger stadium vanuit het centrum of uit de schijf van het melkwegstelsel is weggestoten. Het effect van de aanvoer van materie door de wolken met hoge snelheid zou een belangrijke factor kunnen zijn in de dynamica van het melkwegstelsel en heeft mogelijk te maken met de instandhouding van de spiraalstructuur.

II.5.6 *Neutraal waterstof in sterrenhopen en associaties*

Concentraties van neutraal waterstof zijn gevonden in een aantal sterrenhopen en associaties. In sommige gevallen werd een zekere correlatie gevonden tussen het voorkomen van donkere materie en de aanwezigheid van neutraal waterstof. In andere gevallen, waarin een dergelijke correlatie niet bestaat, zou men mogen veronderstellen dat de waterstofatomen zich tot moleculen hebben verbonden. In sommige objecten expandeert de neutrale waterstof; bijvoorbeeld in de Orionnevel met een snelheid van 16 km/sec en in het zogenoemde Cygnus X-complex met een snelheid van 10 km/sec.

De verhouding van de massa van het neutrale waterstofgas tot die van de sterren in een associatie loopt van geval tot geval sterk uiteen. In sommige associaties bevindt zich een groter gewicht aan neutraal H dan aan sterren (bijvoorbeeld in de associatie I Monocerotis), in andere is de massa van het gas niet veel meer dan één percent van de stermassa (bijvoorbeeld in de Plejaden). De gewichtsfractie van neutrale waterstof lijkt groter te zijn naarmate de totale massa van een associatie groter is.

II.6 NIET-THERMISCHE RADIOSTRALING VAN HET MELKWEGSTELSEL

II.6.1 *Synchrotronstraling*

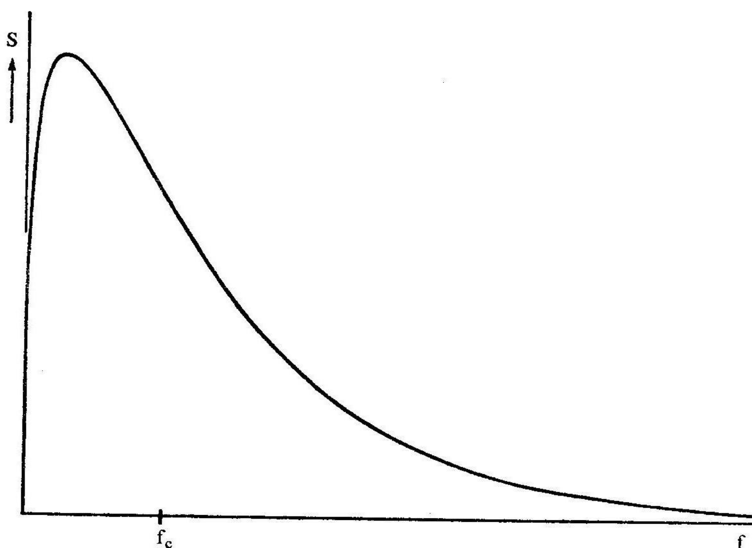
De niet-thermische radiostraling van het melkwegstelsel en van extragalactische radiobronnen is zogenoemde synchrotronstraling die wordt uitgezonden door energierijke elektronen in een magnetisch veld. Een elektron dat zich met een zekere snelheid door een magnetisch veld voortbeweegt, zal ten gevolge van de Lorentzkracht de magnetische veldlijnen omcirkelen. Wegens de versnelling waaraan het elektron voortdurend onderworpen is, straalt het een zekere hoeveelheid elektromagnetische straling uit, in eerste instantie op een frequentie $f_o = (eH/mc)\,(1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}$, waarbij H de magnetische veldsterkte in Gauss is en v de snelheid van het elektron. Naarmate het elektron sneller beweegt, straalt het meer in voorwaartse richting, terwijl op een toenemend aantal boventonen, of harmonischen, van f_o eveneens energie wordt uitgestraald. Hoewel voor de in

het melkwegstelsel te verwachten magnetische veldsterkten f_o zeer klein is (bij $H = 10^{-5}$ Gauss en $v/c \ll 1$ is $f_o = 30$ Herz), is voor elektronen met een energie van bijvoorbeeld 300 MeV het aantal harmonischen zo groot, dat in een veld van 10^{-5} Gauss het grootste gedeelte van de synchrotronstraling in het radiofrequente gebied valt. Deze harmonischen liggen zo dicht naast elkaar, dat het spectrum nagenoeg continu is. De meeste straling wordt uitgezonden op frequenties binnen een bandbreedte ter grootte, ruwweg, van f_c rondom een frequentie f_c, waarbij $f_c = 16HE^2$ MHz (H = magnetische veldsterkte in Gauss, E = energie van het elektron in MeV). De gedaante van het synchrotronspectrum wordt gegeven in afb. 32.

Synchrotronstraling is lineair gepolariseerd in een vlak loodrecht op de richting van het magneetveld.

Tussen het energiespectrum van de elektronen en de erdoor uitgestraalde synchrotronstraling bestaat een eenvoudig verband. Wanneer het energiespectrum van de elektronen de gedaante heeft

$N(E)\,dE \sim E^{-\beta}\,dE,$



Afb. 32 Vorm van het spectrum van de synchrotronstraling, uitgezonden door een energierijk elektron.

dan heeft het spectrum van de uitgezonden straling eenzelfde vorm, namelijk:

$S(f)\, df \sim f^{-\alpha}\, df,$

waarbij geldt: $\alpha = (\beta - 1)/2$.

De spectrale index α van niet-thermische bronnen van radiostraling ligt in het algemeen tussen 0 en +1. Voor thermische bronnen heeft α een waarde die ligt tussen ongeveer 0 (als de bron optisch dun is) en —2 (als de bron optisch dik is).

II.6.2 *Restanten van supernova's*

Nabij de posities van de drie supernova's (zie hiervoor ook deel 4, II.2.5), waarvan waarnemingen in historische tijden bekend zijn, bevinden zich bronnen van radiostraling. Dit zijn de supernova's van 1054 (Krabnevel), 1572 (die van Tycho) en 1604 (die van Kepler). Ook op een aantal andere plaatsen zijn radiobronnen gevonden, die moeten worden opgevat als restanten van supernova-uitbarstingen. Hieronder bevinden zich de helderste radiobron aan de hemel, Cas A, de Omeganevel, en een radiobron die samenvalt met de nevel die men de Cygnusbocht noemt. Er zijn twee kenmerken op grond waarvan een radiobron mag worden beschouwd als het restant van een supernova:

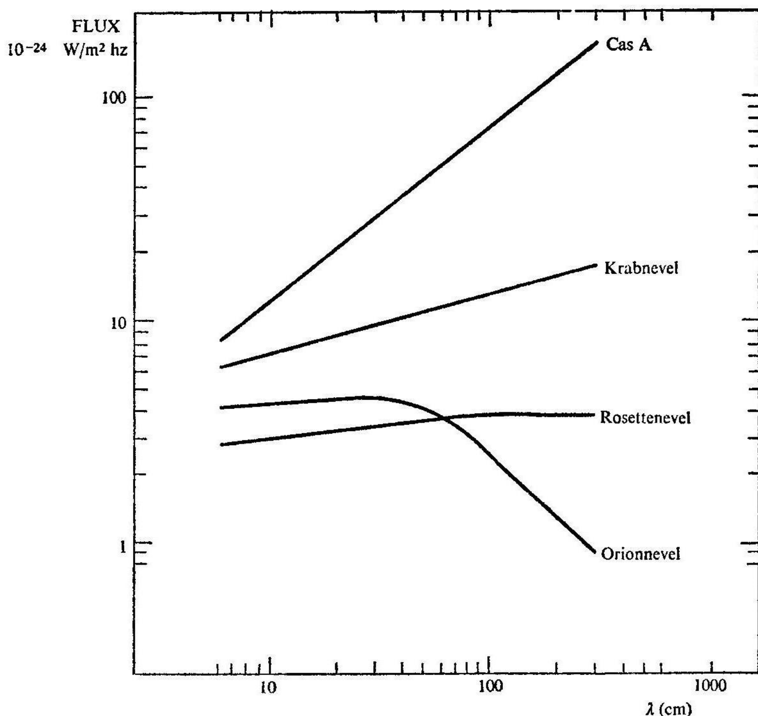
1 Restanten van supernova's hebben alle een niet-thermisch spectrum, met waarden van de spectrale index α tussen 0 en +0,8, met een gemiddelde van +0,35. De spectra van de Krabnevel ($\alpha = +0{,}26$) en van Cas A ($\alpha = +0{,}77$) zijn te zien in afb. 33, samen met de spectra van twee thermische bronnen.

2 Restanten van supernova's hebben een hoek-uitgebreidheid die varieert van enkele boogminuten tot meer dan een graad; de uitgebreidheid van extragalactische bronnen is in het algemeen kleiner. Er is een dertigtal radiobronnen waarvan aangenomen wordt dat het restanten van een supernova zijn. Voor een aantal hiervan is geen bijbehorend optisch object geïdentificeerd.

In sommige restanten van supernova's is lineaire polarisatie gevonden (bijvoorbeeld in de Krabnevel zeven percent polarisatie op de golflengte 3 cm). Dit is een overtuigende aanwijzing dat de straling wordt opgewekt door het synchrotronmechanisme.

Langs interferometrische weg heeft men de structuur van sommige van deze bronnen bepaald. Verschillende supernova-restanten hebben een ring- of schilvormige structuur, die in sommige gevallen min of meer samenvalt met filamenten van optische emissie (bijvoorbeeld in het geval van de Cygnusbocht; zie afb. 18).

De fluxdichtheid van de bron Cas A neemt af met een bedrag van



Afb. 33 Voorbeelden van spectra van radiobronnen. Cas A en de Krabnevel produceren niet-thermische straling; de radiostraling van de Rosette- en van de Orionnevel is van thermische oorsprong.

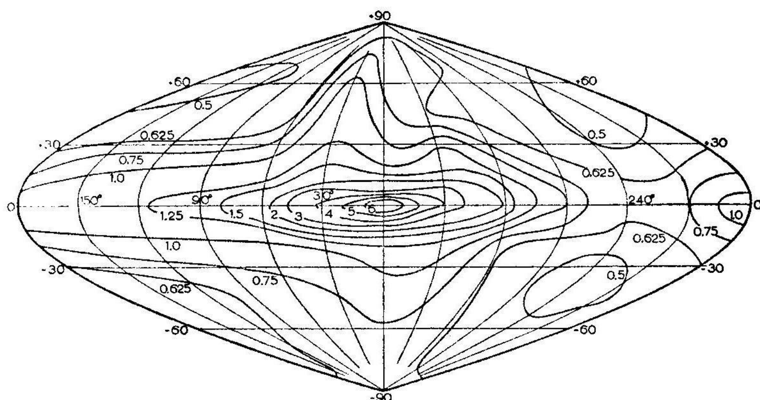
ongeveer één percent per jaar. Dit wijst erop, dat de radiostralende elektronen energie verliezen, terwijl er geen versnellingsmechanisme meer werkzaam is dat nog energierijke elektronen bijlevert. Omtrent de aard van de versnellingsmechanismen staat nog vrijwel niets vast.

11.6.3 *Algemene radiostraling van het melkwegstelsel*

De algemene verdeling van radiostraling over de hemel op een frequentie van bijvoorbeeld 100 MHz vertoont de volgende kenmerken (zie afb. 34):

1 een sterke concentratie van de intensiteit naar het vlak van de melkweg;

2 in het vlak van de melkweg vertoont de intensiteit een uitgesproken maximum in de richting van het melkwegcentrum;



Afb. 34 Verdeling over de hemel van de algemene radiostraling op de frequentie 100 MHz. Coördinaten zijn galactische lengte en breedte. Voor het gebied met galactische lengten tussen circa 180° en circa 420° (= 60°) zijn de isofoten gebaseerd op waarnemingen, gedaan door Bolton en Westfold in Australië met een antennebundel van 17° tussen de halfwaardepunten. Alle details in de intensiteitsverdeling zijn derhalve gladgesmeerd. Voor het in Australië onzichtbare deel van de hemel (lengten ruwweg tussen 60° en 180°) zijn de isofoten aangevuld op basis van een hemelkartering op 140 MHz door Fokker en De Feiter uitgevoerd met een vergelijkbare bundelopening.

3 in het melkwegcentrum zelf bevindt zich een samengestelde bron, bestaande uit een viertal componenten;

4 de minimum intensiteit van de straling van buiten de melkweg wordt niet waargenomen in de polen van de melkweg, maar in punten op galactische breedte van ongeveer 40°, ongeveer aan weerszijden van het anticentrum.

Het is redelijk, te veronderstellen dat de straling van de schijf van het melkwegstelsel is opgebouwd uit bijdragen van een groot aantal oude resten van supernova's. De schijfcomponent is ongeveer 4° breed en vertoont langs de melkweg een aantal min of meer trapsgewijze sprongen in intensiteit. Deze intensiteitssprongen lijken overeen te komen met richtingen waarin de gezichtslijn rakelings langs een spiraalarm loopt.

Dat op metergolflengten de geringste intensiteit wordt gevonden in punten aan de hemel ver van de polen van de melkweg verwijderd, wijst op de aanwezigheid van een uitgebreid medium dat zich tot tamelijk ver boven en beneden het melkwegvlak uitstrekt. Men zou zich deze zogenoemde halo van het melkwegstelsel kunnen voorstellen als een om-

wentelingsellipsoïde met een assenverhouding 1,5 : 1 die het grootste deel van het stelsel omvat.

Gesuperponeerd op de straling van de halo, is de straling van extragalactische radiobronnen, die als isotroop beschouwd kan worden; de helderheid van de isotrope component bedraagt ongeveer 1/3 van die van de halo.

De algemene straling van de melkweg vertoont een niet-thermisch spectrum. Op frequenties van 200 MHz en hoger heeft de spectrale index α een waarde van ongeveer 0,6. Naar de hogere frequenties toe, bij golflengten kleiner dan 1 meter, loopt de bijdrage van de niet-thermische straling sterk terug ten opzichte van de van H^+-gebieden afkomstige thermische straling.

Op zeer lage frequenties, bij golflengten groter dan 10 meter, komt de aanwezigheid van de H^+-gebieden op de omgekeerde manier tot uiting, namelijk als een verzwakking van de algemene straling in een smalle strook langs het melkwegvlak. Op deze golflengten zijn de H^+-gebieden optisch dik (de absorptiecoëfficiënt is evenredig met λ^2), zodat de algemene (niet-thermische) straling, voor zover afkomstig van achter de H^+-gebieden, volledig geabsorbeerd wordt. De intensiteit van de eigen (thermische) straling van de H^+-gebieden is zeer veel geringer dan de niet-thermische stralingsintensiteit, zodat de door absorptie verloren gegane intensiteit hoegenaamd niet gecompenseerd wordt door de emissie van de H^+-gebieden zelf. Ook de centrale component in het centrum van het melkwegstelsel vertoont op frequenties beneden 100 MHz een inzakking, wat het vermoeden wettigt dat zich in het centrum, behalve een niet-thermische radiostralende bron, bovendien een belangrijk H^+-gebied bevindt.

Over het ontstaan van de halo wordt veel gespeculeerd. Een interessante veronderstelling is deze, dat de halo is ontstaan als gevolg van een explosief proces dat eens in het galactisch centrum zou zijn opgetreden. Bij deze gelegenheid zouden de elektronen zijn versneld tot de voor synchrotronstraling benodigde energieën. Ook de expansie van de neutrale waterstof in de 3 kpc arm zou met zo'n explosie verband kunnen houden.

Hoewel de waargenomen continuüm-radiostraling uitsluitend door elektronen wordt uitgestraald, bevat de halo, behalve energierijke elektronen, ongetwijfeld ook hoog-energetische protonen en kernen van zwaardere elementen, van de soort die op aarde wordt waargenomen als kosmische straling.

II.6.4 *Polarisatie*

Hoewel synchrotronstraling in lineair gepolariseerde toestand wordt uitgestraald, is het niet zonder meer vanzelfsprekend dat de algemene radiostraling van het melkwegstelsel lineaire polarisatie zal vertonen. Hiervoor zijn twee redenen.

1 Op de verschillende punten langs de gezichtslijn zal het interstellaire magneetveld allicht verschillende richtingen hebben. De diverse bijdragen tot de opgevangen radiostraling vertonen dientengevolge verschillende polarisatierichtingen. De polarisatiegraad van de totale straling wordt daardoor sterk gereduceerd.

2 Tussen de bron en de aardse waarnemer bevinden zich vrije elektronen en een (zwak) magneetveld. Op grond hiervan zal het polarisatievlak van lineair gepolariseerde straling een zekere draaiing ondergaan, die bekend staat als Faraday-rotatie. De draaiing r van het polarisatievlak, in radialen, is gegeven door de uitdrukking:

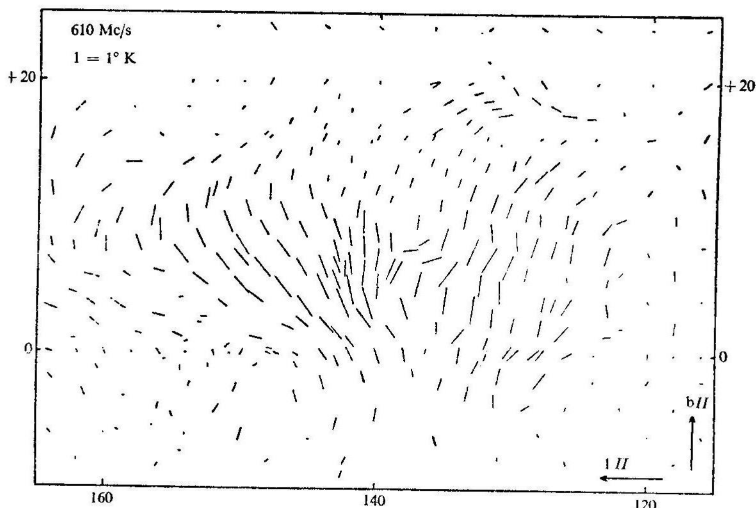
$$r = 8{,}1 \times 10^5 \lambda^2 \int N H_s \, ds,$$

waarbij λ = golflengte in meter, N = elektronendichtheid (cm^{-3}), H_s = component van het magneetveld langs de gezichtslijn, in Gauss, en ds = element van de weglengte, in parsecs. r/λ^2, uitgedrukt in radialen/m^2, wordt de rotatiemaat genoemd. Indien de opgevangen radiostraling van heel verschillende afstanden afkomstig is, zullen de diverse lineair gepolariseerde bijdragen verschillende draaiingen ondergaan. Als de draaiing aanzienlijk is (in de orde van 360° of meer), zal in de totale straling nauwelijks meer enige polarisatie resulteren.

a Polarisatie van de algemene radiostraling

Op grond van het bovenstaande behoeft het niet te bevreemden dat de algemene radiostraling van de melkweg op de meeste plaatsen geen, of slechts een spoortje, polarisatie vertoont. Enkele gebieden aan de hemel maken hierop echter een uitzondering. In het bijzonder komt er een duidelijk patroon van polarisatie voor in het gebied tussen galactische lengten 120° en 160° en galactische breedten 0° en +20°. Afbeelding 35 laat de uitkomsten zien van metingen die in dit gebied zijn gedaan met de 25-meter-spiegel te Dwingeloo op de frequentie 610 MHz.

De grootte van de Faraday-rotatie kan worden bepaald door de positiehoek van de lineaire polarisatie te meten op twee (of meer) verschillende frequenties. De waargenomen positiehoek kan daarmee worden herleid op een positiehoek aan de bron. Bij toepassing van deze bewerking op de in afb. 35 weergegeven waarnemingen komen de polarisatievectoren meer parallel te lopen, en wel loodrecht op het vlak van de melkweg. Dit betekent dat het magneetveld ongeveer evenwijdig aan het vlak van de



Afb. 35 Verdeling van richting en sterkte der polarisatie van de algemene radiostraling op 610 MHz over het gebied aan de hemel waar de polarisatie het meest uitgesproken tot uiting komt (waarnemingen gedaan door Berkhuijsen, Brouw, Muller en Tinbergen met de radiotelescoop te Dwingeloo).

melkweg loopt. Aan weerszijden van de as van symmetrie van het waaiervormig polarisatiepatroon heeft de rotatiemaat een tegengesteld teken. Hieruit valt te concluderen dat het magneetveld ter plaatse van de bron nagenoeg loodrecht op de gezichtslijn staat.

Er is geen manier om de afstand te bepalen waarvandaan de gepolariseerde radiostraling afkomstig is. Deze afstand moet betrekkelijk gering zijn; vermoedelijk ontstaat deze straling in de Orion-arm. Evenmin is het mogelijk, de sterkte van het magneetveld te bepalen. In de uitdrukking voor de rotatiemaat komt het magneetveld namelijk voor in combinatie met de elektronendichtheid, welke laatste onbekend is.

b Het galactische breedte-effect in de polarisatie van extragalactische bronnen

De radiostraling van vele extragalactische radiobronnen is enigszins lineair gepolariseerd (ook deze is synchrotronstraling!). Op een golflengte van 20 cm bedraagt de polarisatiegraad doorgaans enkele percenten. In bijna alle gevallen varieert de positiehoek Θ van de waarge-

nomen polarisatie met de golflengte. Punten die men verkrijgt door Θ tegen λ^2 uit te zetten, liggen op een rechte lijn; blijkbaar is het vlak van polarisatie onderhevig aan Faraday-rotatie. De rotatiemaat volgt direct uit de helling van de (Θ, λ^2)-lijn.

De rotatiemaat voor verschillende bronnen varieert tussen 0 en enkele tientallen radialen/m². Waarnemingen gedaan door de radiosterrenwachten in Owen's Valley (Californië) en te Greenbank (Virginia) hebben een tweevoudig verband met de galactische breedte van de bronnen aan het licht gebracht.

1 Voor bronnen op hoge galactische breedte is de rotatiemaat over het algemeen kleiner dan voor bronnen op lage galactische breedte. Dit betekent, dat het grootste gedeelte van de Faraday-rotatie wordt geïntroduceerd in het melkwegstelsel zelf. Er moet dus langs de weg die de straling van een extragalactische bron door ons melkwegstelsel aflegt, een zekere magnetische veldsterkte en een zekere elektronendichtheid heersen. Bijvoorbeeld zal voor een weglengte van 10 kpc, met $H = 5 \times 10^{-6}$ Gauss en $N = 10^{-3}$ cm^{-3} de rotatiemaat 40 bedragen; dit wil zeggen, dat het polarisatievlak, voor straling met een golflengte van 1 meter, over die afstand $40/2\pi = 6{,}4$ volledige omwentelingen ondergaat.

2 Op hoge galactische breedte is de polarisatiegraad van de extragalactische radiobronnen over het algemeen groter dan op lage galactische breedte. Bij de doorgang van de straling door het melkwegstelsel treedt blijkbaar een zekere depolarisatie op. Dit zou kunnen betekenen dat de Faraday-rotatie voor straling afkomstig van verschillende gedeelten van de radiobron uiteenlopende waarden heeft. Dan zouden er binnen de door de bron onderspannen ruimtehoek onregelmatigheden in sterkte of richting van het magneetveld, eventueel gepaard met verschillen in elektronendichtheid, moeten optreden. De afmeting van zulke structuren zou heel klein moeten zijn, van de orde van 0,1 pc.

Het teken van de rotatiemaat, positief of negatief, leert ons of het magneetveld een component naar de waarnemer toe of van hem vandaan heeft. Het teken van de rotatiemaat is, globaal genomen, tegengesteld aan weerszijden van elk der galactische lengten 160° en 340°. Hieruit valt op te maken, dat het magneetveld in de omgeving van de zon ruwweg volgens de galactische lengten 70° en 250° georiënteerd is, dat is ongeveer evenwijdig aan de Orion-arm.

Plaat 23 Het sterrenstelsel Messier 81 in Ursa Major. Opname Palomar.

II.7 OVERIGE RADIOLIJNSTRALING

II.7.1 *Emissie van waterstofatomen in H^+-gebieden*

In 1965 werden in enkele H^+-gebieden emissielijnen gevonden, die corresponderen met overgangen tussen energieniveaus met hoog rangnummer in het waterstofatoom. Met de 43 meter-radiotelescoop te Greenbank (Virginia) ontdekte men een lijn die wordt uitgezonden bij de overgang van het 110de naar het 109de niveau, frequentie 5008,93 MHz. Deze lijn werd waargenomen in de Orionnevel en in de Omeganevel (Messier 17). De intensiteit van de lijn is ongeveer zeven percent van de continuüm-radiostraling die in de nevel als vrij-vrij-emissie wordt uitgezonden (zie deel 4, II.2.1c). In deze zelfde nevels werden ook door Russische waarnemers lijnen gevonden, corresponderend met de overgangen (105-104) en (91-90) op respectievelijk de frequenties 5763 en 8873 MHz. Door radioastronomen van de Harvard Universiteit werden in Messier 17 en de bron W51 de overgangen (160-159) en (157-156) op respectievelijk 1621, 1652 en 1716 MHz waargenomen. De lijnbreedten zijn van de orde van enkele tientallen MHz.

Uit de verhouding van lijnemissie en continue emissie kan de elektronentemperatuur worden afgeleid. Men vindt temperaturen in de orde van 5 à 7000 °K. De lijnbreedte is groter dan men op grond van deze, of de iets hogere uit optische waarnemingen afgeleide, temperatuur, verwachten zou. Vermoedelijk moet de verbreding gedeeltelijk aan turbulente snelheden in de nevels worden toegeschreven.

II.7.2 *Emissie van OH-moleculen*

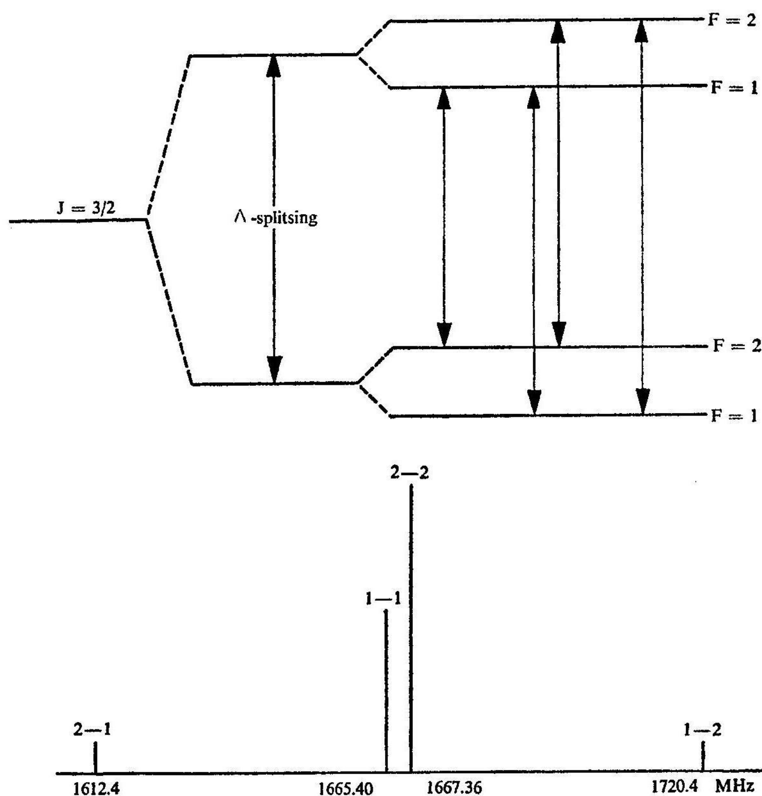
In deze paragraaf wordt uitgegaan van de stand van onderzoek midden 1968.

In 1964 werden op een golflengte van 18 cm lijnen van het OH-molecule ontdekt. De grondtoestand van het OH-molecule is gesplitst in vier componenten. Er vinden overgangen plaats tussen elk van de beide bovenste niveaus en elk van de beide onderste, onder uitzending van straling op de frequenties 1612,4, 1665,4, 1667,4 en 1720,4 MHz. De theoretische intensiteiten verhouden zich als 1 : 9 : 5 : 1 (zie afb. 36).

Aanvankelijk werden de OH-lijnen door S. Weinreb (Massachusetts Institute of Technology) gevonden als absorptielijnen in het spectrum van

---

Plaat 24 Een deel van de cluster van sterrenstelsels in Hercules. Opname Palomar.



Afb. 36 De fijnstructuur van het grondniveau van het OH-molecule en daarin optredende overgangen.

de radiobron Cas A. Deze lijnen vertoonden de verwachte intensiteitsverhoudingen en de dopplerverschuivingen kwamen overeen met de waarnemingen van de 21 cm-absorptielijn. Te Sydney en door radioastronomen van Harvard werden de OH-absorptielijnen ook gevonden in Sag A, de bron in het melkwegcentrum. In dit geval week het absorptieprofiel sterk af van het profiel van de 21 cm-lijn.

Er vindt geen OH-emissie plaats in de interstellaire wolken die de 21 cm-lijn uitstralen. Maar wel werden de OH-lijnen in emissie gevonden in een aantal H^+-gebieden, onder andere door het Radio Astronomy

Laboratory te Berkeley. Aan deze emissielijnen werd een aantal volkomen onverwachte eigenschappen geconstateerd.

1 De intensiteitsverhoudingen van de vier lijnen verschillen sterk van de theoretisch te verwachten verhoudingen.

2 Het profiel van de emissielijnen is samengesteld uit een aantal smalbandige componenten, waarvan sommige een breedte van minder dan 1 kHz (corresponderend met 0,2 km/sec) bezitten.

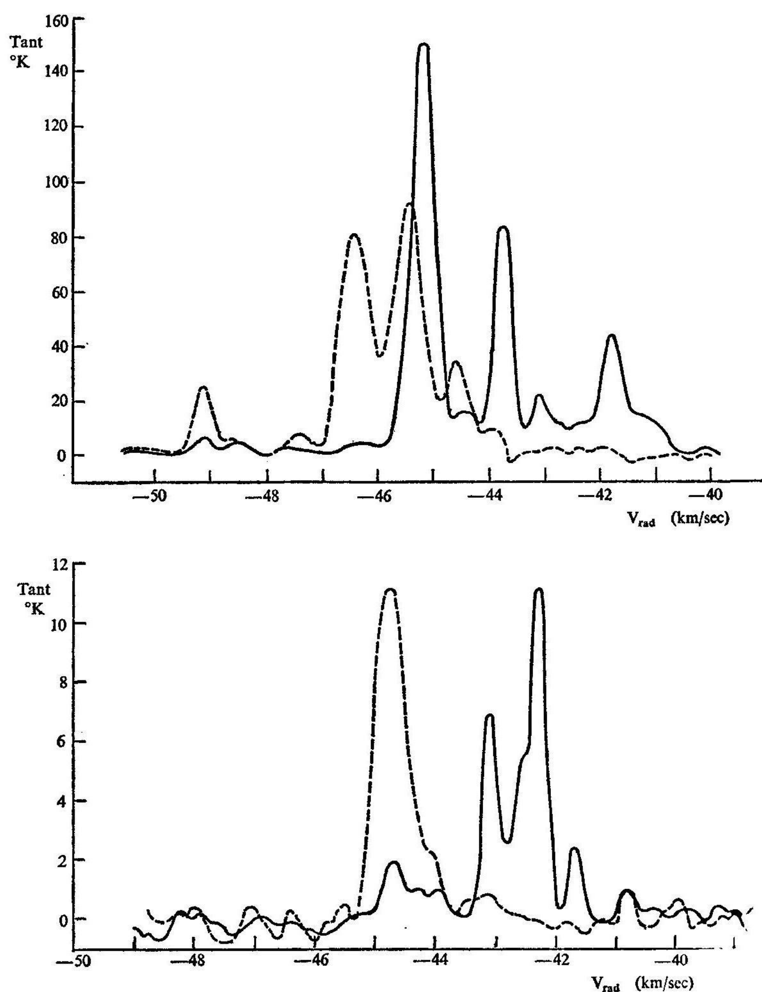
3 Deze componenten zijn afkomstig van verschillende plekjes binnen of aan de rand van een H^+-gebied. De afmetingen van deze plekjes, zoals bepaald met behulp van interferometrie bij basislengten van vele honderden, of zelfs van enkele duizenden km (zie deel 1, III.5.9), zijn van de orde van 0",01 à 0",04. De daarmee overeenkomende helderheidstemperatuur is van de orde van 10^{12} °K.

4 De emissie van OH is doorgaans sterk gepolariseerd. Sommige componenten in de bron W3 zijn bijna honderd percent circulair gepolariseerd. Binnen eenzelfde profiel worden rechts- en linksdraaiend gepolariseerde componenten vlak naast elkaar gevonden (zie afb. 37). Ook lineaire polarisatie is gevonden in enkele bronnen.

5 In verschillende gevallen is de intensiteit variabel: de profielen veranderen van vorm, soms in een tijdverloop van slechts een tiental dagen.

Men is het er algemeen over eens dat de 18 cm-straling wordt opgewekt door zogenoemde gestimuleerde emissie. Dit is het proces waarbij een elektronenovergang van een hoger naar een lager niveau wordt veroorzaakt door een in frequentie met deze overgang overeenstemmend stralingsquantum. Bij zo'n elektronensprong wordt een in fase en richting met het stimulerende quantum overeenstemmend quantum geproduceerd.

Het tegenovergestelde proces, absorptie, waarbij een elektron onder opslorping van een exciterend stralingsquantum van een lager naar een hoger energieniveau overgaat, heeft doorgaans de overhand boven gestimuleerde emissie, omdat zich meer atomen in de lagere energietoestand bevinden dan in de hogere. Indien echter, door een of andere oorzaak, de bezetting van het hogere niveau groter is, zal de gestimuleerde emissie overwegen en aanleiding geven tot versterking van de straling. Dit is het proces dat ten grondslag ligt aan de werking van de maser (zie deel 1, III.4.6). Men veronderstelt, dat er bij de OH-emissie inderdaad sprake is van zulk een inversie in de niveaubezettingen. De omstandigheden voor de vorming van zo'n inversie lijken het gunstigst aan de grens tussen geïoniseerde (H^+-)gebieden en het omringende ongeïoniseerde medium. Sommige auteurs hebben de veronderstelling geopperd, dat de OH-emissie wordt opgewekt in compacte H^+-gebieden waar stervorming plaatsvindt.



Afb. 37 Profielen van de OH-emissie op 1665 en 1667 MHz, zoals waar-nomen door Barrett en Rogers met de 43 meter-radiotelescoop van de Natio-Radioastronomical Observatory te Greenbank, Verenigde Staten. De getrokken lijn geeft de intensiteit van de rechtsdraaiend circulair gepolariseerde compo-nent, de gestreepte lijn geeft de linksdraaiende component.

Bepaalde energieniveaus van het OH-molecule zouden worden bezet door aanslag onder invloed van infrarode, ultraviolette of corpusculaire stralingen afkomstig uit het H^+-gebied. Een andere mogelijkheid is, dat chemische processen in gebieden van hoge dichtheid aanleiding geven tot het ontstaan van OH in aangeslagen toestanden. Een inversie in het grondniveau zou kunnen ontstaan bij het terugvallen der elektronen vanuit de aangeslagen niveaus.

Van een werkelijke verklaring van alle intrigerende verschijnselen die de OH-emissie te zien geeft, is men echter nog ver verwijderd.

Emissie van He-atomen

In enkele gasnevels, onder andere in de Orionnevel, zijn in 1966 enige lijnen ontdekt die corresponderen met overgangen tussen niveaus met hoog rangnummer in het neutrale heliumatoom.

Emissie van NH_3- en H_2O-moleculen

In 1969 ontdekten onderzoekers van het Hat Creek Observatorium in Californië in een gebied enkele boogminuten van het galactisch centrum emissielijnen op 1,27 en 1,35 cm, afkomstig van respectievelijk de moleculen NH_3 en H_2O. Vervolgens werden deze lijnen ook in andere objecten aangetroffen, zij het niet altijd in combinatie met elkaar.

SAMENSTELLING EN DYNAMICA VAN HET INTERSTELLAIRE MATERIAAL; HET VERBAND MET DE STEREVOLUTIE

De samenhang tussen gas en stof

Gas en stof komen in de interstellaire ruimte vaak samen voor; wij wezen reeds op de samenhang tussen emissienevels en absorberende wolken, respectievelijk reflectienevels. De bepaling van het gewichtspercentage stof in de interstellaire materie wordt bemoeilijkt door de onzekerheid over de aard, massa en aantallen van de absorberende en polariserende interstellaire deeltjes. Men neemt aan, dat de totale massa van de stofdeeltjes ongeveer 0,01 is van die van het waterstofgas. Er zijn echter duidelijke aanwijzingen dat deze verhouding in sommige donkere nevels groter is.

In een enkel H^+-gebied, de Orionnevel, is men erin geslaagd vrij nauwkeurig de verhouding tussen stof en gas vast te stellen. Het continue spectrum in de Orionnevel wordt namelijk gedeeltelijk veroorzaakt door eigen straling van het gas en voor een ander gedeelte door verstrooiing van sterlicht aan stofdeeltjes. Anderzijds kan men uit de gemeten sterkte

van de Hβ-lijn de intensiteit van het eigen emissie-continuüm van de gasnevel afleiden. De rest van de straling wordt dus veroorzaakt door stof. Het blijkt dat het percentage stofdeeltjes afneemt naarmate men dichter bij de hete sterren komt. Dit zou verklaard kunnen worden door een wegblazen of verdampen van de stofdeeltjes.

II.8.2 *De scheikundige samenstelling van het gas; het waterstofmolecule*

Met de methoden van de spectroscopische analyse is de scheikundige samenstelling van enkele diffuse nevels, in het bijzonder van de Orionnevel, bepaald. Onderstaande tabel geeft de abondanties van enkele elementen, betrokken op het aantal waterstofatomen dat, willekeurig, op één miljoen is gesteld. Deze aantallen worden in de laatste kolom van de tabel vergeleken met de gemiddelde abondantie van de elementen, zoals deze voor steratmosferen gevonden is. Er zijn grote afwijkingen van geval tot geval, maar dit behoeft niet te betekenen dat er een systematisch verschil zou bestaan tussen de scheikundige samenstelling van de gasnevels en die van de sterren; de bepalingen zijn nog zeer onnauwkeurig. (Men zie ook de tabel aan het einde van deel 4, II.2.3*a* betreffende de gemiddelde abondanties in een planetaire nevel.)

TABEL: SCHEIKUNDIGE SAMENSTELLING VAN DE ORIONNEVEL vergeleken met de gemiddelde scheikundige samenstelling van de steratmosferen; de tabel geeft het aantal atomen betrokken op één miljoen waterstofatoomkernen

element	*Orionnevel*	*steratmosferen*
H	1 000 000	1 000 000
He	120 000	150 000
C	1 000	370
Ne	330	32
O	210	1 000
S	52	15
N	26	96

Uit een analyse van de sterkten van interstellaire absorptielijnen kan de scheikundige samenstelling van dit gas bepaald worden. Deze bepaling heeft slechts betrekking op de enkele elementen waarvan spectrale lijnen waarneembaar zijn. In de tabel bovenaan pag. 151 wordt de gemiddelde samenstelling van het interstellaire gas vergeleken met die van de fotosferen der sterren. Hier zijn de aantallen betrokken op 100 natriumatomen.

TABEL: SCHEIKUNDIGE SAMENSTELLING VAN HET INTERSTELLAIRE GAS

element	*interstellair*	*sterren*
Na	100	100
Ca	12	150
K	17	7
Ti	8	4
CH	0,8	
CN	0,004	

Ook hier behoeft de schijnbare afwijking tussen de abondantie in sterren en in het interstellaire gas niet reëel te zijn. De methode is nog vrij onnauwkeurig.

Tenslotte moet nog de mogelijkheid vermeld worden, dat het H_2-molecule in de interstellaire ruimte voorkomt. Het zou zich in koude gebieden kunnen vormen door de associatie van waterstofatomen. Sterke H_2 spectrale lijnen zouden moeten voorkomen in het ver-ultraviolette spectrale gebied, nabij 1100 Å. Eerste metingen, in 1968 met een raketspectrograaf uitgevoerd, hebben deze lijnen niet getoond; hieruit volgt dat de H_2-abondantie kleiner moet zijn dan een-tiende van die van H.

11.8.3 *De dynamica van het interstellaire gas*

De dynamica van het interstellaire gas is nog een vrij onbegrepen probleem. De beschikbare gegevens over de bewegingen in het gas kunnen als volgt samengevat worden.

Het interstellaire gas heeft een uitgesproken wolkstructuur. Zowel de afmetingen als de gemiddelde dichtheden van de wolken variëren tussen wijde grenzen. Eigenlijk ligt het geenszins voor de hand dat de wolkstructuur blijft bestaan. Men zou namelijk verwachten dat de wolken na verloop van tijd diffunderen en zich zozeer vermengen, dat een gelijkmatig stratum van interstellaire materie ontstaat. Gemiddeld één keer in ongeveer tien miljoen jaar zal een gegeven wolk botsen met een andere wolk. Daarbij zal een belangrijk deel van de kinetische energie die de wolken ten opzichte van elkaar hebben, verloren gaan, zodat op den duur ook de relatieve wolksnelheden genivelleerd zullen worden.

Aanvankelijk heeft men aangenomen dat er zich tussen de wolken een onzichtbaar gas bevindt met een veel hogere temperatuur en met een geringere dichtheid van zodanige grootte, dat de druk gelijk zou zijn aan

die van de wolken zelf. Dit hete gas zou verhinderen dat de wolken diffunderen en in elkaar overgaan. Omdat er verder geen aanwijzingen bestaan voor het bestaan van zo'n heet gas, is men er later toe gekomen, te veronderstellen dat er een of ander proces werkzaam is, dat de inhomogene structuur van het interstellaire medium in stand houdt en tevens aan de wolken een hoeveelheid beweging meegeeft. Men kan hier denken aan de werking die door supernova-explosies op het omringende interstellaire gas wordt uitgeoefend. Een andere mogelijkheid lijkt gegeven te worden door de expansie van H^+-gebieden. Geheel begrepen is dit alles echter nog niet.

Het interstellaire gas vertoont behalve willekeurige ook systematische stromingen die men slechts behoorlijk heeft kunnen onderzoeken in de nabijheid van de zon. De bewegingen kunnen in drie soorten worden onderscheiden.

1 Systematische afwijkingen der bewegingen van wolkcomplexen van de algemene rotatie om het centrum van het melkwegstelsel. Hiermee zijn snelheden gemoeid van de orde van 10 à 30 km/sec. In de galactische halo komen wolken voor met dichtheden in de orde van 10 atomen per cm^3 die ons naderen met snelheden tot 100 km/sec. Nabij de galactische pool bevindt zich gas dat ons nadert met ongeveer 50 km/sec.

2 Eigen, min of meer willekeurig verdeelde bewegingen van individuele wolken. Deze snelheden zijn van de orde van 5 tot 10 km/sec.

3 Inwendige bewegingen van het gas binnen één wolk, met snelheden van 1 tot enkele km/sec.

Gegevens over kinematische eigenschappen van de interstellaire wolken zijn vooral verkregen uit waarnemingen van de 21 cm-lijn van neutrale waterstof (zie deel 4, II.6.5).

II.8.4 *Interstellaire materie en de evolutie van de sterren*

De sterren van de typen O en B behoren tot de meest recent gevormde sterren. Deze komen merendeels voor in sterassociaties – de zogenoemde O-associaties –, los samenhangende groepen van hete en jonge sterren. De gemiddelde leeftijd van een associatie kan geschat worden uit de expansie van zo'n groep en ligt in de orde van enkele miljoenen jaren. Associaties zijn steeds nauw verbonden met interstellaire gas- en stofwolken, en de samenhang tussen de jonge sterren en deze interstellaire materie suggereert sterk, dat sterren ontstaan door contractie van het interstellaire gas. Men is nog niet in staat, te verklaren hoe deze contractie precies in zijn werk zou gaan. In 1949 stelde Von Weizsäcker voor, dat turbulentie in het interstellaire gas plaatselijk de materie-opeenhopingen zou kunnen produceren, die door verdere contractie onder

invloed van de zwaartekracht tot de vorming van sterren zouden kunnen leiden. Dit idee is later door Hoyle verder uitgewerkt, maar geen van deze theorieën, noch het theoretische werk van het echtpaar Burbidge en van Kippenhahn, heeft kunnen verklaren hoe deze contractie verder tot een ster zou kunnen leiden. Bij de contractie is het nodig dat de samentrekkende materie zijn rotatiemoment verliest om samen te kunnen trekken tot een ster. De invloed van magnetische velden zal in dit proces stellig van belang zijn. De invloed van stofwolken dient eveneens in rekening gebracht te worden. Stralingsdruk op een stofwolk zal deze wolk ineen kunnen persen; bovendien is stof een goede straler en een voldoende grote hoeveelheid stof in een gaswolk zou snel een deel van de hitte kunnen afvoeren die ontstaat bij het gravitationeel samentrekken van de wolk.

LITERATUUR

D. E. OSTERBROCK en C. R. O'DELL (red.), *Planetary Nebulae*, Dordrecht, 1968; standaardwerk.

J. M. GREENBERG en T. P. ROARK (red.), *Interstellar grains*, NASA, Washington, 1967.

S. PIKEL'NER, *Physics of Interstellar Space*, Foreign Languages Publishing House, Moscow, z.j. (ca. 1965).

III Röntgen- en gamma-astronomie

PROF. DR. C. DE JAGER *Sterrenkundig Instituut te Utrecht*

III.1 INLEIDING

De nieuwste tak van de sterrenkunde, de röntgen- en gamma-astronomie, is gebaseerd op de waarneming van röntgen- en gammastraling uit de kosmische ruimte.

Het geboortejaar van de röntgenastronomie is 1948, toen Burnight de röntgenstraling van de zon ontdekte. In de veertien daaropvolgende jaren bleef de zon de enig bekende bron van deze energierijke straling. In juni 1962 werd door Giacconi de röntgenstraling van enkele niet-solaire bronnen ontdekt en midden 1969 was een veertigtal dergelijke bronnen bekend. Wellicht zullen in de komende jaren nog meer röntgenbronnen ontdekt worden.

In dit hoofdstuk geven wij eerst enkele definities en gaan wij na op welke wijze röntgenstraling kan ontstaan in hemellichamen; daarna wordt een overzicht gegeven van de diverse waarnemingen en van de gevolgtrekkingen die daaruit kunnen worden gemaakt.

III.2 RÖNTGEN- EN GAMMASTRALING

Volgens het atoommodel van Bohr kan een atoom worden voorgesteld als bestaande uit een kern, omhuld door een wolk elektronen. De kern bevat bijna alle massa en is enkele duizenden malen zwaarder dan alle elektronen te zamen. Daarentegen zijn de elektrische ladingen van kern

en elektronenwolk gelijk, maar tegengesteld van teken. De kern is positief geladen, de elektronen hebben een negatieve lading. De kern zelf blijkt te bestaan uit ongeveer evenveel protonen als neutronen. Deze bestanddelen, de nucleonen, zijn ongeveer even zwaar, maar de protonen hebben een positieve elektrische lading; de neutronen zijn elektrisch neutraal. Omdat ook een atoom als geheel elektrisch neutraal is, bevinden zich in een atoom evenveel protonen in de kern als elektronen in de elektronenwolk daaromheen.

De positie van de elektronen tot de atoomkern is bepaald; men zegt: ieder elektron heeft zijn eigen baan; deze baan komt meestal overeen met die toestand waarin het elektron ten opzichte van de kern de kleinst mogelijke energie heeft.

Ieder atoom is in staat licht – of algemener gezegd: straling – uit te zenden. In het algemeen kan men zeggen, dat deze uitstraling plaatsvindt, nadat een elektron door een of andere oorzaak op een grotere afstand tot de atoomkern is gekomen dan die welke overeenkomt met de normale baan van dit elektron: het elektron is aangeslagen. De energie die nodig was om het elektron in die hogere baan te brengen, de aanslagenergie, gaat weer verloren wanneer daarna het elektron 'terugvalt' naar zijn normale baan; de aanslagenergie wordt dan doorgaans in de vorm van straling uitgezonden.

Het normale licht dat wij uit dagelijkse ervaring kennen, ontstaat meestal door dergelijke sprongen van elektronen van de buitenste elektronenbanen van het atoom.

Soms kunnen echter elektronen uit de binnenste banen van de elektronenwolk worden aangeslagen en deze aanslagenergie in de vorm van straling verliezen. In dit geval spreekt men van het uitzenden van röntgenstraling.

Daar er bij alle atomen, maar vooral bij gecompliceerde atomen, veel energie nodig is om de binnenste elektronen die zeer vast aan de kern gebonden zijn, uit hun banen te brengen, hebben omgekeerd de uitgezonden röntgenstralingsquanten een zeer grote energie. Daar verder de golflengte van de straling omgekeerd evenredig is met de energie ervan, hebben deze röntgenquanten een zeer korte golflengte.

In het algemeen spreekt men over röntgenstraling wanneer de straling een golflengte heeft kleiner dan ongeveer 100 Ångström-eenheden (Å). Is de golflengte groter dan ongeveer 1 Å, dan noemt men de straling zacht, anders hard: hoe groter de energie van de röntgenfotonen, des te harder de straling genoemd wordt.

Soms spreekt men ook over gammastraling. Deze straling is doorgaans nog harder dan harde röntgenstraling, maar heeft bovendien een andere

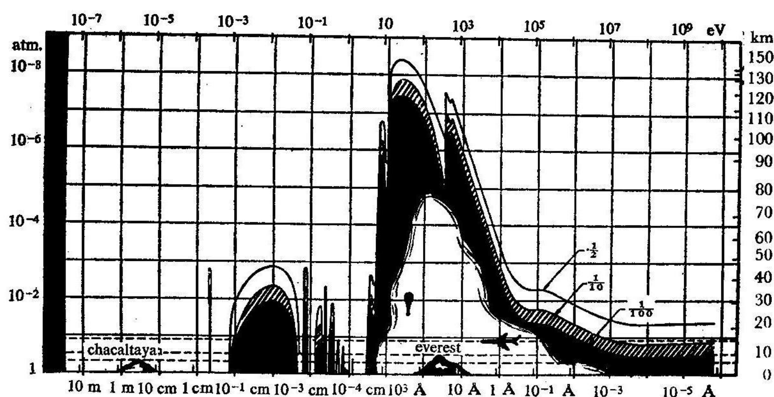
oorsprong: gammastraling ontstaat namelijk in de kern, niet in de elektronenwolk. Pas in het midden van de jaren zestig werden de eerste sporen van kosmische gammastraling ontdekt; de gamma-astronomie verkeert nog in een zeer aarzelende beginperiode.

Wij willen niet nalaten, hier op een fout te wijzen die weleens gemaakt wordt wanneer straling met een golflengte korter dan ongeveer 0,1 Å zonder meer gammastraling wordt genoemd: het is duidelijk dat niet de golflengte, maar de herkomst van de straling bepalend is voor de naam die eraan gegeven dient te worden.

III.3 ÅNGSTRÖM-EENHEDEN EN ELEKTRON-VOLTS

In de natuurkunde van de hoge energieën is het gebruikelijk, niet te spreken over de golflengte van hoog-energetische stralingsquanten, maar over de energie ervan. Zo zegt men, dat een foton met een golflengte van 0,1 Å een energie heeft van 120 kilo-elektron-volt (kev).

Het verband tussen deze twee grootheden wordt als volgt afgeleid. Een elektron-volt (ev) is de energie, gewonnen door een elektron dat een elektrisch potentiaalverschil van één volt heeft doorlopen. Deze energie



Afb. 38 De absorptie van de straling van verschillende golflengten (respectievelijk fotonen van verschillende energieën) in de aardse dampkring. Horizontaal: golflengte in Å (onder), respectievelijk fotonen-energie in ev (boven); verticaal: de atmosferische druk (links) en hoogte boven zeeniveau in kilometers (rechts). De drie lijnen geven de hoogten aan, waar van de straling nog maar de helft, één-tiende, respectievelijk één-honderdste wordt doorgelaten.

is gelijk aan zijn lading e, vermenigvuldigd met het potentiaalverschil. Indien het potentiaalverschil V volt bedraagt, is de energiewinst eV elektron-volt. Wanneer V in volt en e in elektrostatische cgs-eenheden (centimeter-gram-seconde) wordt gemeten, is de energiewinst in elektronvolt gelijk aan $eV/300$ erg. Hierin is e de lading van het elektron = 4,80 10^{-10} elektrostatische cgs-eenheden. Door te substitueren: V = 1 volt, vindt men de energie, overeenkomend met één elektron-volt = 1,60 10^{-12} erg.

Omgekeerd heeft een stralingsquantum een energie $h\nu = hc/\lambda$, met h = constante van Planck = 6,6 10^{-27}; c = lichtsnelheid = 3,0 10^{10} cm/sec.

Door te stellen $\frac{hc}{\lambda}$ = 1,60 10^{-12}, vindt men dat λ = 1,239 10^{-4} cm = 12390 Å de golflengte is, die overeenkomt met een energie van 1 ev.

Duizend ev, 1 kev komt overeen met een golflengte van 12,3 Å, en een miljoen ev, 1 Mev (Mega-elektron-volt), met 0,012 Å.

DE DOORZICHTIGHEID VAN DE ATMOSFEER EN HET INTERSTELLAIRE MEDIUM VOOR RÖNTGENSTRALING

Om een indruk te krijgen van de absorptie door de atmosfeer van röntgenstraling, verwijzen we naar afbeelding 38. Langs de horizontale assen zijn de golflengte van de straling of de energie van de fotonen uitgezet; verticaal staat rechts de hoogte in kilometers boven zeeniveau. De verschillende curven geven de hoogten aan, waarop van de buitenaardse röntgenstraling de helft, een tiende of een honderdste deel kan worden waargenomen.

De afbeelding toont, dat fotonen met golflengten van ongeveer 1 Å (10 kev) reeds kunnen worden waargenomen op hoogten van 50 tot 60 km en dat fotonen met energieën van ongeveer 1 Mev kunnen doordringen tot 30 km en zelfs nog lager. De waarneembaarheid van zeer harde fotonen lijkt zelfs nog gunstiger. Evenwel wordt de waarneming in die spectrale gebieden sterk vertroebeld, doordat de uiteenvallingsprodukten van de binnendringende kosmische straling op deze hoogten een vrij intense secundaire deeltjes- en gammastraling veroorzaken; zo sterk dat de buitenaardse röntgen- of gammastraling hierin vrijwel verdrinkt. Men moet dus tot grote hoogten stijgen, of heel zorgvuldig afschermen, wil men met enig succes de röntgenstraling van de hemellichamen waarnemen.

De sterren uit ons melkwegstelsel bevinden zich in de interstellaire

ruimte die niet helemaal leeg is. De gemiddelde gasdichtheid ligt in de buurt van 0,5 waterstofatoom per cm^3. Ondanks deze ontzaglijke ijlheid is het interstellaire gas door de grote afstanden waar het hier om gaat toch nog in staat röntgenstraling te absorberen. De absorptie van röntgenstraling door het interstellaire gas wordt getoond in afbeelding 39. De afbeelding is analoog aan afbeelding 38 en ook deze afbeelding toont drie lijnen die de afstand geven, waarop de bron zich moet bevinden om ons in staat te stellen van zijn uitgezonden röntgenstraling de helft, een tiende of een honderdste deel waar te nemen. Blijkbaar kan röntgenstraling met een golflengte van 100 Å slechts waargenomen worden als de bron niet verder dan een tiental lichtjaren van ons verwijderd is. Om de röntgenstraling van het galactische centrum te kunnen ontdekken, dient men waar te nemen op golflengten korter dan 10 Å. Voor straling met golflengten korter dan 5 Å is ons melkwegstelsel vrijwel doorzichtig.

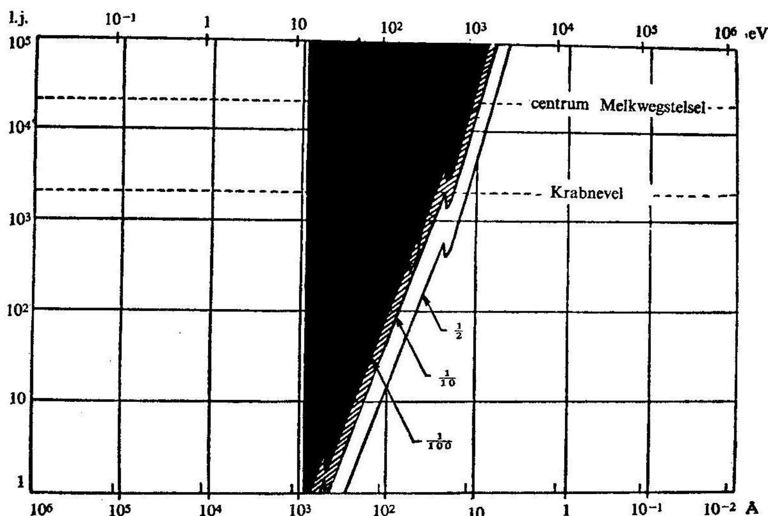
III.5 RÖNTGENSTRALING VAN DE ZON

Dit onderwerp is reeds behandeld in deel 1, IV (Ruimteonderzoek) en deel 2, II (De zon); daarom wordt hier met een korte verwijzing volstaan. In het algemeen kan men zeggen dat de röntgenstraling van de zon uit twee componenten bestaat.

III.5.1 *De straling van de rustige zon en van de activiteitsgebieden*

De fotosfeer van de zon heeft een temperatuur van ongeveer 6000 °K. Wanneer men met behulp van de wet van Planck zou uitrekenen welke intensiteit een zwart lichaam, zo groot en zo ver als de zon en met diens temperatuur, zou uitstralen tussen 10 en 100 Å, zou men vinden dat die straling onmeetbaar klein is. De fotosfeer zendt geen meetbare röntgenstraling uit.

De corona, daarentegen, met zijn hoge temperatuur, is wel een bron van röntgenstraling. De kinetische gastheorie leert dat de deeltjes waaruit een gas bestaat, een gemiddelde energie hebben, gelijk aan $\frac{3}{2}\,kT$, waarin k de gasconstante is ($1{,}38\ 10^{-16}$ erg per graad). Bij een coronatemperatuur van twee miljoen graden Kelvin verwacht men dus een gemiddelde energie per deeltje van $2{,}8\ 10^{-10}$ erg. Dit betekent (zie deel 1 III.3) dat de elektronen van het coronagas een gemiddelde energie hebben van ongeveer 150 ev en dus in staat zijn elektronen uit atomen of ionen te brengen tot gemiddeld 150 ev boven hun grondtoestand. Anderzijds betekent dit, dat door het terugvallen van deze elektronen naar hun grondtoestand straling kon ontsnappen met energieën van ongeveer



Afb. 39 De absorptie van de straling van verschillende golflengten (respectievelijk fotonen van verschillende energieën) in de interstellaire ruimte. Horizontaal: golflengte in Å en fotonen-energie in ev; verticaal: afstand in lichtjaren, onderstellend dat het interstellaire gas gemiddeld een waterstofatoom per kubieke centimeter bevat. De twee onderbroken lijnen geven respectievelijk de afstand van de Krabnevel en van het melkwegcentrum. Blijkbaar is het melkwegcentrum slechts waarneembaar op golflengten korter dan 10 Å.

150 ev, dus met golflengten van ongeveer 80 Å.

Dit verklaart waarom de corona een bron is van zachte röntgenstraling.

Men begrijpt dat de hierboven gegeven redenering zeer globaal is. Ze geeft echter het essentiële weer. Een gedetailleerde berekening toont dat de zonnecorona röntgenstraling zal uitzenden met golflengten langer dan ongeveer 10 Å, en met een maximum intensiteit ergens tussen 20 en 50 Å.

Overigens zal de intensiteit van de waargenomen straling direct afhangen van het aantal botsende deeltjes in het gas, en aangezien het hier voornamelijk gaat om botsingen tussen elektronen en zwaardere deeltjes, en daar verder de elektronen ontstaan zijn uit, en hun aantal dus evenredig is met het totale aantal zware deeltjes, is de stralingsintensiteit dus evenredig met het kwadraat van de elektronendichtheid. Verder is de intensiteit natuurlijk evenredig met het gasvolume dat bijdraagt tot de emissie.

De belangrijkste resultaten die we hier uit deze, overigens kwalitatieve, beschouwing afleiden zijn:

1 de gemiddelde golflengte van de straling is omgekeerd evenredig met de temperatuur van het gas;
2 de intensiteit is evenredig met het volume van het gas en met het kwadraat van de elektronendichtheid.

Wanneer wij dit resultaat toepassen op de activiteitsgebieden van de corona, waarvan we weten dat hun temperatuur ongeveer anderhalf tot twee maal en de dichtheid ongeveer tien maal die van de rustige corona is, begrijpt men zonder meer waarom de activiteitsgebieden straling zullen uitzenden in een gebied van kortere golflengte dan de rustige corona, en dat de intensiteit van deze straling per oppervlakte-eenheid ongeveer honderd maal groter is dan die van de rustige corona. Dit feit wordt treffend geïllustreerd door de opnamen van de zon in röntgenlicht, die de laatste jaren verkregen zijn.

III.5.2 *Röntgenstraling gepaard met zonnevlammen*

Vaak gebeurt het dat tijdens zeer intense zonnevlammen, het gas van de corona in de buurt van de optische vlam plaatselijk verhit wordt tot temperaturen van vele miljoenen, soms tot tientallen of zelfs honderden miljoenen graden. De fase van de verhitting duurt meestal kort, van de orde van één of enkele minuten tot ten hoogste een tiental minuten. Geleidelijk aan koelt het gas weer af terwijl het een zeer intense röntgenstraling uitzendt. Reeds omstreeks 1960 wist men dat tijdens zonnevlammen röntgenstraling werd uitgezonden in het gebied tussen 1 en 10 kev; later (voornamelijk na 1965) heeft men ontdekt dat ook in het energiegebied van tientallen of zelfs honderden kev's röntgenstraling wordt uitgezonden tijdens het optreden van vlammen op de zon.

Het gas dat deze straling uitzendt, bevat in het algemeen ongeveer 10^{35} tot 10^{38} deeltjes; het feit dat een dergelijke enorme massa in zeer korte tijd kan worden verhit tot de hierboven genoemde hoge temperaturen, betekent dat in de zon nog onbekende maar onvoorstelbaar hevige versnellingsmechanismen werken. Naar de verklaring ervan wordt nog gezocht. Het is zonder meer duidelijk dat, zodra de oorzaak van deze versnellingsmechanismen gevonden is, men een grote stap verder zal zijn gekomen bij de verklaring van de andere röntgenbronnen aan de hemel.

III.6 KAN MEN RÖNTGENSTRALING VAN STERREN VERWACHTEN?

De zon is een normale hoofdreeks-ster. Sterren als de zon komen in grote getale in het melkwegstelsel voor. Nemen we als voorbeeld *α* Centauri een van de naastbijzijnde sterren, die in vele opzichten op de zon lijkt

Stel eens dat deze ster eenzelfde corona heeft als de zon. Daar α Centauri ongeveer 2,5 10^5 maal verder van ons verwijderd is dan de zon, zal de intensiteit van de röntgenstraling die we ontvangen van α Centauri, ongeveer $(2{,}5\ 10^5)^{-2} = 1{,}4\ 10^{-11}$ maal zo klein zijn als die van de zon. Van de zon ontvangen wij in het golflengtegebied van 40 tot 60 Å een stralingsflux van ongeveer 4 10^8 fotonen per cm^2 en sec. Met een telbuis met een werkzaam oppervlak van 100 cm^2 en een filter met een doorlating van tien percent zouden we dus 4 10^9 pulsen van de zon per sec kunnen registreren.

Van α Centauri daarentegen zouden wij, met ditzelfde instrument, door de grotere afstand, slechts 0,06 foton per seconde ontvangen, dus 1 foton per 16 seconden! Om een merkbare flux te ontvangen, zou men dus tenminste gedurende enkele duizenden seconden dienen waar te nemen en dan zou men bovendien allerlei voorzorgen moeten nemen om te voorkomen dat de telbuis pulsen registreert van andere oorsprong (bijvoorbeeld veroorzaakt door de inslag van kosmische stralingsdeeltjes).

Op theoretische gronden verwacht men de heetste en dichtste corona's bij subreuzen met een effectieve temperatuur van ca. 7000 °K. De röntgenstraling van deze sterren zou ca. 10 tot 100 maal intenser zijn dan die van de zon, indien geplaatst op dezelfde afstand. Dergelijke reuzensterren zijn echter vrij zeldzaam in het melkwegstelsel en de meest nabije is toch nog zover van ons verwijderd dat we ook van deze ster slechts een zeer zwakke röntgenflux zouden kunnen verwachten.

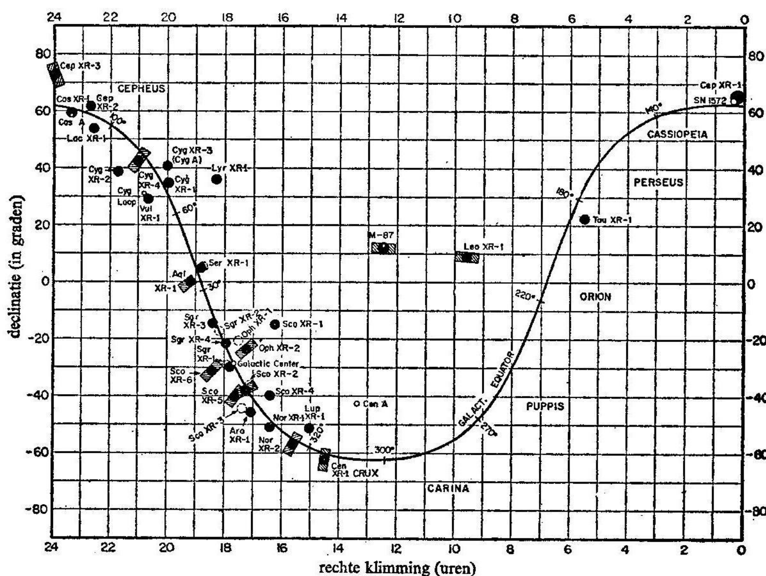
Bovenstaande resultaten houden in, dat meting van de röntgenstraling van normale sterren slechts kan worden uitgevoerd vanuit gestabiliseerde satellieten. Satellieten van deze soort zijn in voorbereiding en de ontdekking van de röntgenstraling van normale sterren zal dan ook niet lang meer op zich laten wachten.

III 7 RÖNTGENSTRALING UIT HET MELKWEGSTELSEL

Het was een belangrijk moment toen in 1962 Giacconi, Gurski, Paolini en Rossi er als eersten in slaagden röntgenstraling van buiten het zonnestelsel te detecteren. Zij gebruikten een stel Geiger-Müllertelbuizen, geplaatst in een raket. Terwijl de detector de hemel aftastte, werd een zwakke straling ontdekt in het zuidelijk hemelgebied, nabij het centrum van het melkwegstelsel. Daar het door hen gebruikte instrument slechts heel ruw de richting van herkomst der straling kon vaststellen, was het niet mogelijk de bron nader te lokaliseren. De ontdekking werd bevestigd in april 1963 door Friedman, Bowyer, Byram en Chubb, die de positie

nauwkeuriger konden vaststellen en lieten zien dat de bron zich in het sterrenbeeld de Schorpioen bevond, niet geheel in de richting van het centrum van de melkweg. De bron kreeg de naam Sco X-1, dat wil zeggen: de eerste ontdekte röntgenbron uit het sterrenbeeld Schorpioen. Een nadere precisering volgde in december 1963 door Giacconi en zijn medewerkers. Tijdens deze raketvlucht werd bovendien een bron ontdekt in het sterrenbeeld de Zwaan, Cyg X-1, en een in het sterrenbeeld de Stier, Tau X-1. Deze laatste bron bleek identiek te zijn met de Krabnevel, ook bekend als een bron van intense radiostraling. De gemeten fluxen zijn zwak en bedragen enkele fotonen per cm^2 en sec in het energiegebied tussen 1 en 10 kev.

Dat de Krabnevel een bron van röntgenstraling is, was te verwachten. De sterk dynamische toestand van het gas waaruit deze nevel, de uitgestoten resten van een voormalige supernova, bestaat, de aanwezigheid van magnetische velden (blijkens de polarisatie van het licht in het visuele spectrumgebied), de intense radiostraling, dit alles pleit ervoor dat versnellingsprocessen in dit gas kunnen optreden, met als gevolg het uitzenden van röntgenstraling.



Afb. 40 Röntgenbronnen aan de hemel. De getrokken lijn geeft de positie van de galactische equator aan.

Na deze eerste ontdekkingen is het werk snel voortgegaan en heeft men nog een aantal dergelijke bronnen ontdekt. Ze zijn alle zwak en hebben fotonenfluxen, van dezelfde orde of kleiner als die van de drie hierboven genoemde. Verder blijken ze merendeels geconcentreerd in het melkwegvlak, wat erop wijst dat bijna alle röntgenbronnen galactische objecten zijn. De bronnen worden röntgenbronnen genoemd of soms ook wel extars. Afbeelding 40 toont een kaart van de sterrenhemel waarop als een sinusvormig gebogen lijn de melkweg-equator (galactische equator) is aangegeven en het dertigtal in 1968 bekende bronnen.

Wij vatten enkele algemene eigenschappen samen van de tot dusverre bekende bronnen.

Van die bronnen waarvan de afstand bekend is, blijkt dat deze kleiner is dan 2 kiloparsec. We vermoeden dan ook dat de meeste van de tot dusver ontdekte bronnen niet verder van ons verwijderd zijn. Op grond van dit gegeven kan men schatten dat ons gehele melkwegstelsel ruim 1200 van deze bronnen zou moeten bevatten.

Ondanks hun geringe fotonenflux zijn het toch zeer intense stralers, zoals blijkt uit de enkele bronnen waarvan de afstand kon worden vastgesteld. Hun werkelijk uitgezonden stralingsenergie in het röntgengebied moet gemiddeld genomen van de orde zijn van enkele malen 10^{36} erg per sec, dit is duizend maal zoveel als de door de zon uitgezonden straling. Verder vermoedt men, uit het verloop van het spectrum, dat het grootste gedeelte van de stralingsenergie, waarschijnlijk meer dan 99 percent, in het röntgengebied wordt uitgezonden.

Tenslotte blijkt dat een aantal van de tot dusver bekende bronnen in sterkte veranderlijk is. Van de röntgenbron Cyg X-1 bleek de in 1965 gemeten intensiteit slechts een vierde te zijn van die welke in 1964 werd gemeten. Men zou dit nog aan meetfouten kunnen toeschrijven, maar ook de onderlinge verhouding van de intensiteit van een bronnenpaar, gemeten tijdens twee achtereenvolgende vluchten, blijkt aan zeer sterke veranderingen onderhevig te zijn. Eens heeft men van de bron Sco X-1 gezien hoe de intensiteit, uitgezonden tussen 20 en 30 kev in minder dan tien minuten met een factor vier toenam, waarna de helderheid in een twintigtal minuten weer afnam tot het oorspronkelijke niveau.

Van een aantal bronnen is het spectrum in het röntgengebied gemeten; dit kan geïnterpreteerd worden als straling uitgezonden door een in het röntgengebied vrijwel doorzichtig plasma, dat temperaturen zou moeten hebben van de orde van tientallen miljoenen graden. Een karakteristieke gemiddelde temperatuur is die van Sco X-1; ze bedraagt 50 miljoen graden.

III.8 BESPREKING VAN ENKELE GALACTISCHE BRONNEN; IDENTIFICATIE; TWEE TYPES VAN BRONNEN

Tau X-1, de Krabnevel. Van deze bron konden de positie en de afmeting met enige nauwkeurigheid bepaald worden. De desbetreffende onderzoekers, medewerkers van het Hulburt Space Flight Center (Verenigde Staten) onder leiding van H. Friedman, maakten gebruik van het feit dat op 7 juli 1964 de Krabnevel door de maan bedekt werd. Vlak voor de bedekking van het centrale deel van de nevel werd een raket gelanceerd, voorzien van een stabilisatie-systeem, waardoor een röntgendetector gedurende de vlucht voortdurend op de omgeving van de Krabnevel gericht bleef. Uit de mate waarmee de ontvangen röntgenintensiteit afnam tijdens de voortgaande bedekking van de bron door de maan, leidde men af dat de schijnbare middellijn van de bron ongeveer 1 boogminuut zou zijn, wat ongeveer één-derde deel is van de zichtbare nevel en overeenkomt met één lichtjaar. Later uitgevoerde metingen schijnen er op te wijzen dat de bron kleiner is.

De Krabnevel is de eerste röntgenbron die met zekerheid geïdentificeerd kon worden met resten van een supernova. Een ander voorbeeld is de bekende radiobron Cas A. Friedman en medewerkers vermoeden dat vier andere bronnen, Cen X-1, Sco X-2, Sco X-5 en Cep X-3, in positie overeenkomen met plaatsen aan de hemel waar in de loop van de laatste tweeduizend jaren supernovae zouden zijn opgevlamd. Het is niet vreemd dat er geen röntgenbron gevonden is, die in positie overeenstemt met Kepler's supernovae van 1604: de bron staat te ver weg.

Hoewel de onnauwkeurigheid van de metingen de tijd nog niet geheel rijp maakt voor een definitieve identificatie, vermoedt men toch al dat men waarschijnlijk met twee soorten galactische röntgenbronnen te maken heeft. Naast de hierboven genoemde resten van supernovae, waarbij de röntgenstraling uitgezonden wordt door een zeer energierijk gas dat bestaat uit snelle elektronen die spiraalvormige bewegingen uitvoeren in een sterk magnetisch veld en daarbij een zogenoemd synchrotronspectrum uitzenden, blijkt een andere groep van röntgenbronnen overeen te komen met objecten van sterachtig karakter. Het prototype hiervan is de bron Sco X-1, die in 1966 geïdentificeerd kon worden met een zwak sterretje van ongeveer de twaalfde magnitude. Het sterretje vertoont een zeer blauw continu spectrum zonder absorptielijnen en overdekt met brede, zwakke emissies. De emissielijnen hebben breedten van 10 tot 20 Å, wat duidt op een zeer sterke mate van geagiteerdheid van het uitstralende gas. Het sterretje is in de loop van de laatste zeventig jaar herhaaldelijk gefotografeerd op toevallige overzichtsfoto's van de hemel en het blijkt dat de

helderheid in het zichtbare spectrumgebied met een factor vijf kan fluctueren. Men heeft gepostuleerd hier met een post-nova te doen te hebben, maar deze bewering moet nog bevestigd worden. Het is echter zonder meer duidelijk dat de röntgenstraling niet van dit sterachtige object zelf afkomstig kan zijn. Uit het spectrum blijkt dat de temperatuur hiervan stellig niet boven de honderdduizend graden kan liggen, wat te laag is voor het uitzenden van röntgenstraling. Daarom moeten deze en de andere sterachtige bronnen van röntgenstraling objecten zijn die een dualistisch karakter hebben. Naast een compacte bron van zichtbare straling, met een betrekkelijk lage oppervlaktetemperatuur, moet een zeer ijl en dun maar uiterst heet gas aanwezig zijn dat de röntgenstraling uitzendt.

Een andere bron die met een zwak blauw object geïdentificeerd kon worden, is Cyg X-2. De corresponderende ster heeft de grootteklasse 15,5 en is dus zeer zwak. De identificatie is daarom niet geheel zeker. Wel is ook deze bron het enige zeer blauwe object in een betrekkelijk wijde omgeving aan de sterrenhemel om de vermoedelijke plaats van de röntgenbron. Evenals de optische pendant van Sco X-1 is ook deze bron seculair stabiel en onderhevig aan helderheidsveranderingen. Eens, tussen 12 en 14 juni 1901, nam de helderheid binnen 48 uur met een magnitude toe.

III.9 EXTRAGALACTISCHE RÖNTGENBRONNEN

Over dit onderwerp kunnen we kort zijn. Op het ogenblik van afsluiten van dit manuscript (zomer 1968) zijn een drietal mogelijke bronnen van extragalactische röntgenstraling in de literatuur genoemd. Dit is de bron Cyg X-3, die samenvalt met de radiobron Cyg A. Daarbij is de radio-emissie uitgestraald door twee extragalactische bronnen op een, onderlinge afstand van 2″. De totale energie, uitgezonden in het röntgengebied, is 2 10^{46} erg per sec, dit is 45 maal zoveel als de totaal in het radiogebied uitgestraalde energie. Soortgelijke verhoudingen gelden voor de röntgenstraling, uitgezonden door het elliptische melkwegstelsel M87 in de Virgo-hoop. Dit melkwegstelsel heeft een geschatte massa, ongeveer tien maal zo groot als die van ons eigen melkwegstelsel; hij staat op een afstand van ongeveer 11 Megaparsec. M87 is bekend door de materiestraal die hij uitzendt, ongeveer 1000 parsec lang, die gepolariseerde synchrotronstraling uitzendt. M87 zendt in het röntgengebied tussen 1 en 10 Å ongeveer 3 10^{43} erg per sec uit, dit is ongeveer 100 maal zoveel als de gehele energie uitgezonden in het gebied van de radiogolven. Een

dergelijk melkwegstelsel zal men dus eerder een röntgenmelkwegstelsel dan een radiostelsel kunnen noemen.

Tenslotte hebben sommige waarnemers de ontdekking gemeld van röntgenstraling uit een gebied dat aan de hemel samenvalt met de Coma-hoop van melkwegstelsels. Dit is door anderen niet bevestigd. Ook de Grote Magelhaanse wolk schijnt een bron van röntgenstraling te zijn.

III.10 DE DIFFUSE ACHTERGROND VAN RÖNTGENSTRALING

Een diffuse, alzijdig waarneembare zwakke stroom van röntgenstraling bereikt ons van de gehele hemel. Deze 'röntgengloed' is waargenomen in het energiegebied tussen ongeveer 1 en 1000 kev. De intensiteit neemt zeer sterk af met toenemende energie volgens een logaritmisch spectrum. Zo is de totale flux, waargenomen tussen 10 en 20 kev, ongeveer 1 foton per cm^2 en sec en per eenheid van ruimtehoek. Tussen 1 en 2 Mev is deze flux al gedaald tot 1 foton per *100 sec* en per cm^2 en per eenheid van ruimtehoek. Een verklaring van deze algemene straling, die ook bij de polen van het melkwegstelsel waarneembaar is, is nog niet definitief gevonden. Suggesties dat de straling afkomstig zou zijn van een groot aantal onontdekte zeer zwakke röntgenbronnen of van de galactische halo, blijken niet houdbaar. Het meest waarschijnlijk lijkt nog dat de straling toegeschreven moet worden aan de wisselwerking tussen energierijke deeltjes in het melkwegstelsel en een zwakke stralingsflux, met een absolute temperatuur van 3 °K, een overblijfsel uit de oertijd van het heelal. Door deze wisselwerking, via het zogenoemde inverse-Compton-effect, zouden röntgenquanten gecreëerd worden.

Daarnaast is door Friedman en medewerkers een algemene flux ontdekt in het energiegebied om 0,27 kev (ca. 40 Å). Deze flux wordt door hen toegeschreven aan de emissie van een gas dat zich bevindt tussen de melkwegstelsels: intergalactisch gas. Als deze waarneming juist zou zijn, zou dit de eerste indicatie zijn voor het bestaan van intergalactisch gas. Dit gas zou, blijkens de uitgezonden röntgenstraling, een dichtheid hebben van 10^{-5} tot 10^{-6} deeltjes per cm^3 en zou temperaturen moeten hebben van 3 tot 8 10^5 °K.

Het staat vast, dat de röntgenastronomie ons in de korte tijd van zijn bestaan reeds op het spoor gebracht heeft van een aantal uitzonderlijke hemelverschijnselen. Het verdere onderzoek zal ons nog tal van verrassende vondsten opleveren.

IV Kosmische straling

PROF. DR. A. H. WAPSTRA *Instituut voor Kernfysisch Onderzoek, Amsterdam*

IV.1 HISTORISCHE INLEIDING; INVLOED VAN HET AARDMAGNEETVELD

De kosmische straling werd in 1912 ontdekt door de Oostenrijker V. F. Hess. Deze nam ionisatiekamers mee tijdens een ballonvlucht en stelde vast dat het ladingsverlies van de kamers per tijdseenheid sterk toenam naarmate de ballon hoger kwam. Hij verklaarde dit door te onderstellen, dat ioniserende straling met een zeer groot doordringend vermogen vanuit de kosmos onze atmosfeer binnendringt. Zo was de naam 'kosmische straling' geboren. Naderhand is echter gebleken dat men hier niet met elektromagnetische straling te doen heeft, maar met deeltjes van grote energie. Toen de metingen uitgebreid werden tot hoogten boven de twintig à dertig kilometer, bleek dat de intensiteit van de kosmische straling slechts toenam tot een hoogte van twintig à vijfentwintig kilometer; hoger neemt ze weer af. Dit is een gevolg van het feit dat de kosmische stralingsdeeltjes in de hoge delen van de atmosfeer botsen tegen het atmosferische gas dat hierdoor in vele splijtingsprodukten uiteenvalt. Deze splijtingsprodukten veroorzaken op hun beurt weer nieuwe kernreacties. Als gevolg hiervan neemt beneden de veertig à vijftig kilometer het aantal energierijke deeltjes in de atmosfeer toe wanneer men dieper doordringt in de atmosfeer. Pas beneden de twintig kilometer gaat de invloed van de absorptie in de aardse dampkring overheersen en neemt het aantal kosmische stralingsdeeltjes af met

afnemende hoogte. Men spreekt dan ook voortaan van de *primaire* kosmische stralingsdeeltjes die vanuit de kosmos in de atmosfeer neerregenen en de *secundaire* deeltjes die door de wisselwerking van de primaire deeltjes met de moleculen van de aardatmosfeer gevormd worden.

Hess had reeds gevonden dat de intensiteit van de straling zeer constant in de tijd is. De straling is echter niet overal op de aarde gelijk en dit gegeven leert ons meer over de aard van de kosmische stralingsdeeltjes. In 1927 ontdekte de Nederlander J. Clay tijdens een reis van Nederland naar Indië, dat met afnemende geografische breedte de intensiteit afneemt. Dit effect is te begrijpen. De kosmische stralingsdeeltjes zijn blijkbaar elektrisch geladen en worden door het aardmagnetische veld naar de aarde toegeleid; al spiralerend langs de aardmagnetische krachtlijnen hebben ze de neiging, in het bijzonder daar veelvuldig op te treden waar deze krachtlijnen loodrecht op het aardoppervlak staan: nabij de polen van de aarde. Reeds eerder had de Noor F. C. M. Störmer de banen berekend van geladen deeltjes in het aardmagnetische veld. Het blijkt dat voor elke geomagnetische breedte een grensenergie bestaat met de eigenschap dat geladen deeltjes met energie kleiner dan deze grensenergie de dampkring niet kunnen bereiken; deze grensenergie neemt toe met afnemende breedte, wat tot gevolg heeft dat op lagere breedten minder deeltjes de aardatmosfeer bereiken dan op hogere breedten.

Tevens volgt uit deze berekeningen dat positief geladen deeltjes de dampkring in hoofdzaak vanuit het oosten bereiken; negatieve deeltjes komen meer vanuit het westen. In 1933 vonden vrijwel gelijktijdig drie groepen experimentatoren (Johnson; Alvarez en Compton; De Benedetti en Rossi), dat meer primaire deeltjes uit oostelijke dan uit westelijke richtingen de aardatmosfeer binnendringen. Hiermee is bewezen dat de primaire kosmische straling overwegend positieve deeltjes bevat.

Latere directe metingen buiten de aardatmosfeer hebben aangetoond dat deze straling voornamelijk uit protonen bestaat, dus uit de kernen van het element waterstof. Voorts zijn ook kernen aanwezig van zwaardere elementen, ruwweg in dezelfde verhouding als waarin deze elementen voorkomen in het gehele heelal. Er is echter een duidelijk overschot aan middelzware elementen zoals ijzer en nikkel. Verder is er een zeer groot overschot van elementen zoals deuterium, lithium, beryllium en borium, elementen die in de sterren en in de aarde uiterst zeldzaam zijn, maar in de kosmische straling veelvuldig voorkomen. Verder is gevonden dat er eveneens elektronen in de kosmische straling voorkomen.

Al deze deeltjes bewegen met een snelheid die weinig minder is dan die van het licht en bezitten daardoor enorm hoge energieën.

Het onderzoek van de kosmische straling heeft drie verschillende as-

pecten. In de eerste plaats heeft men hierin de mogelijkheid, zeer energierijke deeltjes te onderzoeken, deeltjes met energieën die niet kunnen worden geproduceerd in aardse versnellers, zelfs niet in de grootste. De fysicus die zich wil bezighouden met wisselwerking tussen elementaire deeltjes met hoge energieën, heeft in de kosmische ruimte een prachtig laboratorium ter beschikking.

In de tweede plaats is de kosmische straling van belang voor de geofysicus en de zon-aarde-fysicus. De wisselwerking tussen deze buitenaardse deeltjes en de aardse atmosfeer beïnvloedt de atmosfeer en daarnaast de aardse ionosfeer en exosfeer; het onderzoek hiervan houdt talloze geofysici bezig.

Tenslotte is er het astrofysische aspect: de astrofysicus interesseert zich voor het probleem van de oorsprong van de kosmische straling: het ontstaan, de wijze waarop de deeltjes tot deze grote energieën versneld worden, de manier waarop ze zich voortbewegen door het melkwegstelsel. Het is in het bijzonder deze laatste reeks problemen die in dit hoofdstuk wordt behandeld. Eerst zullen echter een aantal facetten moeten worden beschreven die nodig zijn om de eigenschappen van de kosmische straling beter te kunnen begrijpen.

IV.2 DE MECHANICA VAN DEELTJES BIJ HOGE ENERGIEËN

De energieën van de deeltjes in de kosmische straling zijn zo hoog, dat het noodzakelijk is, de relativistische mechanica toe te passen. Het heeft bijvoorbeeld weinig zin meer, de energie uit te drukken in de snelheid, daar de laatste toch vrijwel niet te onderscheiden is van de lichtsnelheid; ook kan men deze niet zeer accuraat meten. In plaats daarvan gebruikt men de impuls p (hoeveelheid van beweging); deze is voor lage snelheden gedefinieerd als produkt van massa en snelheid. In de relativiteitstheorie wijkt weliswaar de definitie voor lage energieën weinig hiervan af, maar neemt p onbeperkt toe als de snelheid v tot de lichtsnelheid c nadert. Deze impuls kan, in principe, op eenvoudige wijze worden gemeten, doordat in een homogeen magneetveld met sterkte H, loodrecht op de voortbewegingsrichting, een deeltje met elektrische lading e een cirkelbaan beschrijft met een straal r, die met de andere genoemde grootheden samenhangt door de eenvoudige relatie

$$p = CeH\,r,$$

waarin C een constante is, die wij hieronder zullen toelichten.

In de relativiteitstheorie is de totale energie de som van de kinetische energie en de 'rustenergie' mc^2, de energie die volgens Einstein equivalent

is met de massa van het deeltje. Hierin is *c* de lichtsnelheid. Op grond van deze equivalentie geven wij in deze tak van de natuurkunde zowel massa's als energieën vaak op in energiemaat, en wel in elektronvolts (zie deel 4, III.3) of veelvouden daarvan, genoteerd als MeV (10^6 eV), GeV (10^9 eV), of zelfs TeV (10^{12} eV). (Hierin staat M voor mega, G voor giga en T voor tera.) Zo is de 'massa' van een elektron 0,511 MeV, die van een proton 938,2 MeV. Als nu de energie van een deeltje aanzienlijk groter is dan deze rustenergie, blijkt zij vrijwel gelijk te worden aan het produkt *pc* van de impuls en de lichtsnelheid; in verband hiermee gebruiken wij als maat voor de impulsen wel elektronvolts per lichtsnelheid, of veelvouden ervan, genoteerd als MeV/*c*, GeV/*c*, enzovoort. Terugverwijzend naar de relatie met de straal van de baan in een magneetveld, kunnen wij nu berekenen, dat de in de formule gegeven constante *C* zodanig is, dat voor een deeltje met één elementaire lading en een impuls van 1 GeV/*c* de straal van de baan in een magneetveld van 1 gauss gelijk is aan 33,4 km. Naar men weet, is op het oppervlak van de aarde de sterkte van het aardmagneetveld iets minder dan 1 gauss.

IV.3 DE SAMENSTELLING EN DE OUDERDOM VAN DE KOSMISCHE STRALING

De scheikundige samenstelling van de kosmische straling wordt weergegeven in de hieronder volgende tabel. Volgens de onder kosmische stralingsfysici gebruikelijke conventie spreekt men hier over lichte, middelzware, zware en zeer zware kernen, waarbij een metaal als calcium of ijzer reeds zeer zwaar wordt genoemd. Dit is een gevolg van het feit dat elementen zwaarder dan ijzer in de kosmische straling zeer zeldzaam zijn en daarin dan ook pas sinds kort zijn aangetoond.

De tabel geeft voor enkele groepen elementen de verhouding van het aantal deeltjes in vergelijking met het aantal waterstofkernen dat op 100 wordt gesteld. Tevens wordt in een andere kolom de gemiddelde abondantie van deze kernen weergegeven, zoals ze is in een gemiddelde ster (zie deel 3, II en deel 4, I).

TABEL: SAMENSTELLING VAN DE KOSMISCHE STRALING, IN VERGELIJKING MET DE SAMENSTELLING VAN EEN NORMALE STERATMOSFEER

atoomkern	*kosmische straling*	*sterren*
waterstofkernen (protonen + deutonen)	100	100
heliumkernen (He^3 en He^4)	15	5
lichte kernen (Li, Be, B)	0,26	5.10^{-7}
middelzware kernen (C, N, O, F)	0,93	0,15
zware kernen (Ne .. K)	0,32	0,014
zeer zware kernen (Ca .. Fe)	0,06	0,0007
elektronen + positronen	1	100
protonen : deuterium kernen:	100 : 5	100 : 0,01
He^4 : He^3:	10 : 1	10^4 : 1 (?)

Frappant is het grote verschil tussen de abondantie in de kosmische straling en die in sterren. In het bijzonder valt op de grote abondantie van lichte elementen, zoals deuterium, lithium, beryllium en borium. Dit moet ons iets leren, enerzijds over de wordingsgeschiedenis van de kosmische straling, anderzijds ook over hun levensgeschiedenis tijdens hun verblijf in het melkwegstelsel. Indien namelijk kosmische stralingsdeeltjes bij hun doorgang door het interstellaire gas botsen op andere deeltjes, worden ze in fragmenten uiteengescheurd. Hierdoor ontstaan meer lichte elementen.

Met kernfysische gegevens is eenvoudig uit te rekenen dat zware elementen van stellaire samenstelling sinds hun ontstaan gemiddeld een laag materie gepasseerd moeten hebben met een gewicht van enkele grammen per cm^2 oppervlak (ongeveer 5 gram per cm^2) om het waargenomen aantal lichte elementen te vormen. Ter vergelijking moge dienen dat de dikte van de aardatmosfeer ongeveer overeenkomt met 1 kg per cm^2; het is dus duidelijk dat de atmosfeer het primaire kosmische stralingspatroon ernstig moet verstoren. Dit is de reden waarom ballonoplatingen zo'n grote rol spelen in het onderzoek van de kosmische straling. Maar zelfs met ballonnen kunnen we slechts een hoogte van krap veertig kilometer bereiken, waar het overblijvende atmosferische gas met enkele grammen per cm^2 overeenstemt; voor zeer nauwkeurige metingen worden dan ook kunstmatige aardsatellieten gebruikt.

Het is nu mogelijk, een schatting te maken van de gemiddelde ouderdom

van de deeltjes der kosmische straling. We weten dat de deeltjes sinds hun ontstaan een hoeveelheid materie van ongeveer 5 gram per cm^2 moeten hebben gepasseerd. Verder is bekend dat de deeltjes vrijwel met lichtsnelheid lopen (300 000 km per sec) en we nemen aan dat de interstellaire materie gemiddeld genomen over melkwegvlak en halo een dichtheid heeft van ongeveer 0,1 waterstofdeeltje per cm^3. Dit is ongeveer 2.10^{-25} gram per cm^3. Om een hoeveelheid materie van 5 gram per cm^2 te passeren, moeten de deeltjes dus een weg afgelegd hebben van ongeveer $2{,}5.10^{25}$ cm. Met lichtsnelheid lopend, doen ze hier ongeveer 10^{15} sec over; dit is ongeveer 30 000 000 jaar.

IV.4 DE NATUURKUNDE VAN ELEMENTAIRE DEELTJES

De natuurkunde van de elementaire deeltjes bij hoge energieën heeft haar ontstaan te danken aan de bestudering van de kosmische straling, maar heeft de laatste jaren door resultaten, verkregen met grote versnellers – zoals het door CERN, het Europese Centrum voor Kernonderzoek te Genève, gebouwde apparaat met een diameter van tweehonderd meter –, een enorme en zeer interessante ontwikkeling doorgemaakt. Daarvan kunnen hier slechts enkele facetten worden behandeld, die voor goed begrip van het volgende nodig zijn.

In de moderne natuurkunde is in bepaald opzicht het verschil tussen deeltjes en krachtvelden vervaagd. Enerzijds hebben wij geleerd, dat overdracht van energie door trillende krachtvelden gequantiseerd is, dat wil zeggen: slechts in afgepaste hoeveelheden kan geschieden. Voor het elektromagnetische veld noemen wij deze eenheden fotonen; het blijkt, dat deze zich volledig als deeltjes gedragen en dat men bovendien elektromagnetische krachtwerkingen kan beschrijven als voortdurende uitwisseling van fotonen. Ook de velden van de specifieke kernkrachten kunnen worden beschreven als uitwisseling van deeltjes die hier mesonen worden genoemd. Deze mesonen bestaan in verschillende soorten, bijvoorbeeld de π-mesonen of pionen (ongeveer tweehonderdtachtig maal zo zwaar als elektronen, of zeven maal lichter dan protonen) en K-mesonen of kaonen, die ongeveer drie maal zwaarder zijn dan pionen. Beide soorten kunnen voorkomen in verschillende elektrische ladingstoestanden: positief, negatief en ongeladen. In vrije toestand zijn ze instabiel en gaan ze in onderdelen van miljoenste seconden over in elektronen en neutrino's, vaak met als tussenstap muonen of zware elektronen (namelijk ongeveer tweehonderd maal zwaarder dan gewone elektronen). Van de nieuw genoemde deeltjes zijn neutrino's te beschouwen

geladen elektronen; ze zijn zeer licht (tenminste duizend maal lichter dan geladen elektronen) en uitermate moeilijk waar te nemen. Er zijn twee soorten, overeenkomend met muonen en met gewone elektronen; de eerste zullen we mu-neutrino's noemen. De muonen zijn zelf instabiel, met een gemiddelde levensduur van twee miljoenste seconde; ze gaan over in een gewoon elektron en één van elk der beide soorten neutrino's.

Omgekeerd kunnen eveneens krachtwerkingen worden verkregen door uitwisseling van de klassieke deeltjes; zo worden moleculaire krachten verklaard door uitwisseling van elektronen. Toch bestaat er een belangrijk verschil tussen deze deeltjes en de krachtveldquanten. Dit verschil heeft te maken met de door Dirac gedane theoretische voorspelling, dat voor elk soort deeltje een antideeltje bestaat. Als een deeltje en een antideeltje elkaar ontmoeten, kunnen ze elkaar vernietigen en geheel in energie opgaan (annihilatie). Deze voorspelling is nu in volle omvang door experimenten bevestigd.

Het bedoelde onderscheid is nu, dat bij 'echte' deeltjes een behoudswet bestaat van hun aantal: echte deeltjes kunnen slechts worden vernietigd door combinatie met hun antideeltjes (die tegengestelde elektrische lading hebben) en slechts worden geschapen (gecreëerd) tegelijk met zo'n antideeltje. Als we dus, op het eerste gezicht een beetje omslachtig, het aantal in een systeem aanwezige deeltjes van een bepaalde soort definiëren als het verschil van de aantallen deeltjes en antideeltjes (anders gezegd: als we elk antideeltje voor —1 tellen), is het totale aantal deeltjes van die soort constant.

Bij de hantering van deze behoudswetten moet wel de 'soort' van het deeltje nauwkeurig gedefinieerd worden. Er zijn slechts drie soorten bekend: 1. elektronen en neutrino's; 2. muonen en muon-neutrino's; 3. protonen en neutronen. (De laatste groep bevat bovendien toestanden van deze deeltjes, zogenaamde hyperonen, die kunnen ontstaan in botsingen bij hoge energieën, maar dan in onderdelen van een miljardste seconde weer in 'gewone' deeltjes uiteenvallen.) De genoemde behoudswet geldt voor elke soort afzonderlijk.

[illegible] INVLOED VAN DE ATMOSFEER; HET ENERGIESPECTRUM VAN DE KOSMISCHE STRALING

Wij gaan, gewapend met deze kennis, de levensloop volgen van een proton uit de kosmische straling in onze atmosfeer. Gemiddeld nadat een hoeveelheid materie van ongeveer 60 g/cm^2 is gepasseerd, zal het een atmosferische atoomkern ontmoeten. In de heftige krachtwerking die dan

ontstaat, worden pionen gecreëerd, waarvan het aantal slechts beperkt is door de wet van energiebehoud, aangezien er voor deze soort deeltjes geen behoudswet voor het aantal bestaat. Wel worden vrijwel evenveel positieve als negatieve pionen gevormd, vanwege behoud van lading. In een tijdsverloop van ongeveer twintig miljardste seconden gaat een pion over in een muon en – op grond van de zojuist vermelde behoudswet – een neutrino van de soort van het muon. Ongeveer twee miljoenste seconde later gaat dan het muon over in een neutrino van dezelfde soort, en een elektron-neutrino-paar. In formules:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

en analoog voor negatieve pionen. (De streep boven het neutrinosymbool geeft aan, dat het een antideeltje is.)

Dit proces kan zich enkele malen herhalen. Dit betekent dat er zich een lawine vormt van de genoemde deeltjes en van atoomkerndeeltjes en dat de gemeten intensiteit van de kosmische straling op grote hoogte *toeneemt* met afnemende hoogte. Na enige tijd is echter alle energie gespendeerd en begint de intensiteit van deze deeltjes weer af te nemen.

Het verhaal is hiermee nog niet uit, want we houden nog wel bewegende elektronen over! Bij het passeren van atomen zullen deze elektronen röntgenstraling opwekken met een, zeker in het begin, zeer hoge energie. Die energie is zó hoog, dat deze in het veld van atoomkernen kan materialiseren tot elektron-positon-paren (positon is de naam voor het, positief geladen, anti-elektron), die weer aanleiding geven tot nieuwe röntgenstraling, enzovoort. Op deze manier ontwikkelt zich een lawine van fotonen en elektronen. Dergelijke lawines noemt men wel zachte lawines; die van pionen en muonen, welke in het begin van deze paragraaf werden beschreven, heten dan harde lawines. Het bestaan van deze lawines versterkt nog het reeds vermelde effect, dat de door kosmische straling veroorzaakte intensiteit met toenemende hoogte eerst sterk toeneemt, en daarna weer afneemt.

Uiteraard zal de grootte die de veroorzaakte lawine aanneemt, sterk afhangen van de energie van de primaire deeltjes. Omgekeerd bepaalt deze omvang de methoden die wij kunnen toepassen om het energiespectrum te meten. Voor niet te grote energieën (beneden enkele tientallen GeV) is de hele lawine van beperkte afmeting. Dit betekent ten eerste dat zij zich geheel in de bovenste luchtlagen afspeelt, en dat dus het spectrum in dat gebied alleen kan worden gemeten door middel van experimenten in een vliegtuig, een ballon of een raket of, nog liever, met apparatuur in kunstmatige satellieten. Als men deze laatste in een baan

buiten de Van Allen-gordels brengt, vermijdt men bovendien de storende invloed van het aardmagneetveld (de geomagnetische grensenergie ligt juist in dit gebied). De meting kan weer verricht worden met ionisatiekamers, of met scintillatiekristallen, al dienen de laatste wel een groot formaat te hebben. Ook fotografische platen, eventueel in een stapel afgewisseld door lagen absorberend materiaal, kunnen dienst doen.

Vrij kort geleden is door vergroting van de afmetingen van de detectoren het bereikbare gebied zelfs uitgebreid tot enkele TeV. Zowel de dikte als de doorsnee van de detectoren moet dan groot zijn. (De doorsnee moet groot zijn, omdat bij toenemende energie de intensiteit van de deeltjes sterk afneemt: op één zijde van een oppervlak van één vierkante meter vallen ongeveer een miljoen kosmische stralingsdeeltjes per minuut, maar slechts een drietal hiervan heeft een energie boven 10 TeV.) Daar het gewicht dan zeer groot wordt, moeten deze detectoren op vaste grond staan, uiteraard bij voorkeur op een bergtop. Zo is, bijvoorbeeld, op de Tien Sjan in het Russische Pamirgebergte op een hoogte van 3250 meter een 'ionisatiecalorimeter' opgesteld met een doorsnee van tien vierkante meter en bestaande uit afwisselende lagen lood, ijzer en vijfhonderd grote ionisatiekamers.

Voor nog grotere energieën wordt de atmosfeer zelf als detector gebruikt: men telt het aantal deeltjes van een lawine, dat ongeveer gelijktijdig over een groot oppervlak (in vierkante kilometers te rekenen) op de aarde komt. Op deze wijze is gevonden, dat de intensiteit van de kosmische straling voor energieën boven enkele GeV ongeveer met het kwadraat van de energie afneemt. De hoogste gevonden energieën zijn van de orde van 10^{20} eV! Voor lagere energieën bereikt de intensiteit een maximum, waarna zij tenslotte bij enkele honderden MeV snel afneemt.

DE KOSMISCHE STRALING IN DE INTERPLANETAIRE RUIMTE; MODULATIE

Zoals in deel 4, IV.1 is gezegd, vond Hess reeds, dat de kosmische straling in de tijd zeer constant is. Dit is later bevestigd, voor steeds langere perioden. Door wisselwerking van primaire en secundaire deeltjes met de stikstof van de atmosfeer vormt zich radioactieve koolstof die door levende wezens wordt opgenomen. Na hun dood vermindert de intensiteit van deze radioactiviteit langzaam (ongeveer de helft in zesduizend jaar); door deze intensiteit te meten, kan men dus de ouderdom van vroeger levend materiaal bepalen, mits men aanneemt dat de intensiteit

van de kosmische straling steeds dezelfde is geweest. De overeenstemming met ouderdomsgegevens die via andere methoden zijn bepaald, wijst erop, dat gedurende de laatste tienduizenden jaren de gemiddelde intensiteit met niet meer dan enkele percenten veranderd kan zijn.

Op analoge wijze worden in meteorieten (speciaal in de ijzerhoudende soort) radioactieve isotopen gevormd; hieronder zijn enkele soorten met aanzienlijk langere levensduur. Onderzoek van deze isotopen heeft aangetoond, dat de gemiddelde activiteit in de laatste miljard jaar met niet meer dan de helft kan zijn veranderd.

Hoewel de kosmische straling over langere perioden dus zeer constant blijkt te zijn, treden er op kortere termijn toch duidelijk fluctuaties op. In de eerste plaats blijkt er sprake te zijn van een variatie die verband houdt met de zonneperiode van ongeveer elf jaar. De kosmische straling is het geringst in perioden met de grootste zonneactiviteit. Deze tegenfase is een van de argumenten waarmee men de opvatting bestrijdt, dat de kosmische straling voornamelijk van de zon afkomstig zou zijn. Het ontbreken van een duidelijke dagelijkse periode in de activiteit – anders gezegd: het niet-bestaan van een verband tussen de richting naar de zon en die van de kosmische stralingsdeeltjes – wijst hier ook sterk op.

Hoe komt deze elfjarige modulatie van de intensiteit tot stand? De meest voor de hand liggende verklaring is, dat de kosmische stralingsdeeltjes van de aarde – beter: van een gebied rondom de zon met een diameter van misschien wel tien astronomische eenheden – worden weggebogen door de magneetvelden in de zonnewind die het sterkst is tijdens perioden van grote activiteit van de zon.

Dit geeft niet slechts een globaal effect. Soms zal plotseling door een zonne-eruptie (vaak gekenmerkt door een zonnevlam) een plasmawolk worden uitgezonden. Als de aarde deze wolk doorkruist, zal de intensiteit van de kosmische straling in de loop van enkele uren verscheidene percenten zakken (Forbush-afname), waarna in de loop van enkele dagen de oude waarde weer wordt bereikt.

Zowel Forbush-effecten als de elfjarige modulatie zijn verschijnselen die voornamelijk optreden in het gebied van lage energieën; boven 25 GeV doet de invloed van de modulatie zich nauwelijks meer voelen. Voor lage energieën kan men echter heel moeilijk de ook tijdens een zonneminimum overblijvende invloed schatten. Het lijkt zeer goed mogelijk, dat het maximum bij ongeveer 1 GeV in de intensiteit van de kosmische straling wordt veroorzaakt door een restant van deze invloed en dat in de straling buiten het zonnestelsel de intensiteit nog steeds blijft toenemen met afnemende energie.

In uitzonderingsgevallen – vooral tijdens zonnevlammen die type IV

radiostraling uitzenden (zie deel 2, II.6.6) – kan ook de zon kosmische stralingsdeeltjes uitzenden. Het betreft dan meestal protonen met energieën van enkele honderden MeV, maar in zeer uitzonderlijke gevallen zelfs tot vele GeV.

DE KOSMISCHE STRALING IN DE INTERSTELLAIRE RUIMTE

In deel 4, II.1 is al beschreven, dat de interstellaire ruimte geenszins leeg is, maar gevuld met plasma (gedeeltelijk geïoniseerd gas waarin magneetvelden zijn 'ingevroren') en met stof. De gasdichtheid is ongeveer één atoom per kubieke centimeter tussen de sterren van het platte melkwegstelsel (een schijf met een diameter van ongeveer honderdduizend lichtjaren en een dikte van duizend lichtjaren). Het magneetveld is van de orde van 10^{-5} gauss. Ter vergelijking moge dienen, dat interplanetaire velden op ongeveer aardafstand van de zon enkele malen groter zijn.

Wanneer wij nu aannemen, dat het beschouwde interstellaire magneetveld homogeen zou zijn, vinden wij, dat deeltjes met impulsen en energieën kleiner dan 10^{18} eV/c cirkelbanen beschrijven met een diameter die kleiner is dan de dikte van het melkwegstelsel. Wij moeten dus aannemen, dat de overgrote meerderheid van de kosmische straling dit stelsel slechts moeilijk kan ontvluchten. In één opzicht is dit nóg moeilijker dan uit het bovenstaande zou volgen. Het platte gedeelte van het melkwegstelsel is immers ingebed in een veel meer bolvormige 'halo' waarin magneetvelden wel iets, maar niet veel zwakker zijn, en dus de kosmische straling nog verder vasthouden.

Hier staat tegenover, dat de magnetische velden geenszins homogeen zullen zijn, maar integendeel vrij chaotisch, waardoor de kosmische straling minder aan plaats gebonden is dan men uit het bovenstaande zou kunnen afleiden. Experimenteel blijkt dit op twee manieren. Enerzijds blijkt de kosmische straling vrijwel volledig isotroop aan te komen: er blijkt niets van een voorkeursrichting, bijvoorbeeld veroorzaakt door de gemiddelde richting van het interstellaire magneetveld ter plaatse van de zon. Anderzijds kunnen wij uit de radioastronomie iets te weten komen omtrent de verdeling over de ruimte van althans de elektronencomponent van de kosmische straling. Snelle elektronen zenden immers bij afbuigen in een magneetveld straling uit (magnetische remstraling). Deze straling wordt gevonden uit alle richtingen van de hemel, met slechts geringe voorkeur voor het melkwegvlak. Een analyse leert, dat zelfs mag worden aangenomen dat de kosmische straling homogeen over het geheel van halo en melkwegvlak is verdeeld en dat de intensiteitsvermindering van

deze radiostraling bij toenemende afstand van het melkwegvlak slechts wordt veroorzaakt door het verschil in sterkte van de plaatselijke magneetvelden.

Het diffusieproces waardoor deze gelijkmatige verdeling wordt veroorzaakt, geeft echter toch een mogelijkheid tot ontsnapping uit het melkwegstelsel. Ook deze mogelijkheid is onderzocht; onder bepaalde veronderstellingen omtrent de mate waarin het magneetveld aan de rand van de halo naar buiten toe afneemt, komt men tot een gemiddelde verblijftijd van ongeveer honderd miljoen jaar, hetgeen gezien de grote onnauwkeurigheid in beide schattingen in voldoende mate overeenkomt met de in deel 4, IV.3 afgeleide waarde voor de ouderdom van de kosmische straling.

In deel 4, IV.3 is al beschreven, hoe wij gevonden hebben, dat in deze tijd de kosmische straling een hoeveelheid stof equivalent met enkele grammen per vierkante centimeter moet hebben gepasseerd, waarbij ruw geschat de helft van de zwaardere kernen van de kosmische straling moet zijn gespleten om de lichtere kernen Li, Be en B te vormen. Is er in deze tijd nog meer mee gebeurd? Niet veel wat betreft de protonen en zwaardere deeltjes. Deze hebben slechts een relatief geringe hoeveelheid energie verloren door verschillende processen, zoals ionisatie, magnetische remstraling enzovoort. Toch moet een gedeelte van de orde van één of enkele percenten reacties hebben ondergaan met interstellair gas, waarbij op de in deel 4, IV.5 beschreven wijze snelle elektronen moeten zijn gevormd, en wel ongeveer evenveel positieve als negatieve. Meting van deze elektronencomponenten zou dus weer meer informatie geven omtrent de geschiedenis van de kosmische straling. De interpretatie van deze metingen wordt evenwel gecompliceerd door het feit dat er ongetwijfeld reeds in de bronnen van de kosmische straling een bepaald percentage snelle elektronen wordt geproduceerd. Deze bijdrage kan in principe van de eerste worden onderscheiden, doordat zij zeer waarschijnlijk alleen maar negatieve elektronen zal bevatten. Voor de hoge energieën waarvan hier sprake is, kan de lading van een elektron echter moeilijk worden bepaald.

Het resultaat van voorlopige elektronenmetingen stemt vrij redelijk overeen met het hier reeds geschetste beeld van de gemiddelde leeftijd van de kosmische straling en de dichtheid en de magnetische veldsterkte in melkwegstelsel en halo. Het vermoeden lijkt dan ook gewettigd, dat voortzetting van deze metingen waarmee onder meer in Leiden verdienstelijk werk wordt verricht, het binnenkort mogelijk zal maken dit beeld te verfijnen.

Nog in een ander opzicht hangt speciaal het meetbare elektronenspec

trum samen met de eigenschappen van de interstellaire ruimte. Volgens recente ontdekkingen (deel 4, II) is deze gevuld met een onverdund temperatuur-spectrum van fotonen, weliswaar van lage energie (de temperatuur is slechts 3° K), maar zeer veel fotonen bevattend. Voor deeltjes van zeer hoge energie (vele GeV's voor elektronen, omtrent 10^{20} eV voor protonen) zal dan het zogenoemde omgekeerde Compton-effect moeten optreden: de elektronen botsen op deze fotonen en dragen daaraan hun energie over. Ten gevolge hiervan is de absorptie bij deze hoge energieën groter dan anders het geval zou zijn: het spectrum zal een knik moeten tonen. De plaats van deze knik zou eveneens inlichtingen kunnen geven over de ouderdom van de kosmische straling.

IV.8 DE OORSPRONG VAN DE KOSMISCHE STRALING

Er is een tijd geweest, waarin werd gedacht dat de kosmische straling een overblijfsel zou zijn van de ongetwijfeld heftige processen die zich afspeelden bij het ontstaan van het melkwegstelsel. Wij hebben echter enerzijds verschillende aanwijzingen gekregen, dat de kosmische stralingsdeeltjes gemiddeld slechts honderd miljoen jaar oud zijn – dus tientallen malen jonger dan de melkweg – en anderzijds dat gedurende de laatste miljard jaar de intensiteit van de kosmische straling niet noemenswaard is afgenomen. Er is dus alle aanleiding, te veronderstellen dat tegenover het uit het melkwegstelsel weglekken van kosmische straling een voortdurende produktie staat, zodat er sprake is van een quasistationaire toestand. Overigens, er is produktie van kosmische straling in de zon waargenomen; er is geen reden om a priori te stellen dat deze elders niet op grotere schaal zou plaatsvinden.

Ook kennen wij processen waarbij deeltjes tot de vereiste hoge energieën kunnen worden versneld. Als een geladen deeltje door een in de tijd veranderlijk magneetveld loopt, bijvoorbeeld wanneer het als het ware botst met magnetische wolken, zal het gemiddeld energie winnen. Men kan dit ongeveer als volgt voorstellen: het deeltje wint energie bij botsing op een wolk die in tegengestelde richting beweegt, en het verliest energie bij botsing op een in dezelfde richting lopende wolk; uiteraard zal het minder exemplaren van de laatste 'inhalen' dan het van de eerste 'tegenkomt'.

Waar vinden we echter deze magnetische velden met voldoende grootte en intensiteit? De zon is onvoldoende, omdat combinatie van de daar aanwezige magnetische veldsterkten met de straal van de zon slechts een grootst mogelijke impuls geeft van enkele honderden GeV. Het melkwegstelsel als geheel zou uiteraard voldoende zijn, maar berekeningen tonen

aan, dat de versnelling in de interstellaire ruimte zeer inefficiënt is. Voorts werkt het genoemde proces alleen dan versnellend, wanneer de impuls van de te versnellen deeltjes groter is dan een zekere grenswaarde, en deze grenswaarde ligt voor versnelling in de interstellaire ruimte zelf al op ongeveer 300 GeV/c.

Een betere kans krijgt men in de zogenoemde magnetische sterren. De magneetvelden hieromheen kunnen duizenden malen groter zijn dan die bij de zon; dit betekent niet alleen, dat tot evenveel maal hogere energieën kan worden versneld, maar ook dat de totaal geëmitteerde hoeveelheid straling sterk toeneemt, en wel waarschijnlijk ongeveer evenredig met het kwadraat van de veldsterkte. Dit houdt dan in, dat de totale energie die deze sterren als kosmische straling uitzenden, de lichtemissie ervan overtreft!

Desondanks kunnen op energetische gronden zelfs deze sterren niet worden beschouwd als de hoofdbron van de kosmische straling. Van de ongeveer 10^{11} sterren in de melkweg zullen er slechts ongeveer vijftigduizend tot dit type behoren; de totale energieproduktie ervan is slechts enkele malen 10^{38} erg/sec. Anderzijds levert integratie van de bekende energiedichtheid van de kosmische straling (ongeveer 1 eV/cm^3) over het volume van het galactische stelsel (inclusief halo) een totale energie op van enkele malen 10^{56} erg. Op grond van het bovenstaande zou deze energie ongeveer elke honderd miljoen jaar moeten worden vernieuwd, wat dus een vermogen eist van enkele malen 10^{40} erg/sec, en dat is dus honderd maal zoveel als de magnetische sterren kunnen leveren.

Het ligt voor de hand, eens te kijken naar de grootste energiebronnen in het melkwegstelsel, die wij kennen: de novae en supernovae. Het is bekend dat het grootste type supernova een totale opgewekte hoeveelheid energie heeft van de orde van 10^{52} erg, een hoeveelheid die zou kunnen ontstaan door annihilatie van ongeveer een honderdste zonsmassa, wat overeenkomt met ongeveer een duizendste van de massa van deze in het algemeen wellicht vrij zware sterren. (Het rendement is dus van de orde van 0,1 percent.) Het is niet onredelijk, aan te nemen dat deze energie ongeveer gelijkelijk is verdeeld over kinetische energie, het magneetveld en de kosmische straling. Aan de hand van deze explosies in ons melkwegstelsel, die ruw geschat eens in de honderd jaar voorkomen, vinden wij zo inderdaad een gemiddelde energieproduktie van enkele malen 10^{40} erg/sec, zelfs wanneer de gemiddelde hevigheid van de supernova-uitbarsting slechts enkele percenten is van het hierboven gegeven maximum.

Hoe aantrekkelijk deze voorstelling van zaken ook is, wij mogen haar niet als zonder meer vaststaand beschouwen. Het is, bijvoorbeeld, niet uitgesloten, dat de kosmische straling aanzienlijk gemakkelijker het melk

wegstelsel kan verlaten en binnentreden dan wij hierboven hebben aangenomen. In dat geval kan de straling ook veel ouder zijn dan wij hier aangenomen hebben: de dichtheid van de materie in de intergalactische ruimte is zoveel kleiner, dat het zelfs moeilijk valt, de bijdrage van Li-, Be- en B-kernen (zie deel 4, IV.3) te verklaren, wanneer de straling even oud zou zijn als het melkwegstelsel zelf.

In onze melkweg kennen wij geen bron die een snellere afvoer van kosmische straling kan compenseren. De voornaamste bron van de kosmische straling kan echter ook daarbuiten worden gezocht. De concentratie van kosmische straling buiten de melkweg en erbinnen zou dan zowat gelijk moeten zijn. Er zouden zich dus, aangezien de extragalactische ruimte honderdduizend maal groter moet zijn dan het door melkwegstelsels ingenomen volume, ergens in de galactische ruimte bronnen moeten bevinden, die vele miljoenen malen meer kosmische straling opwekken dan gewone melkwegstelsels als het onze. Na de ontdekking van radiomelkwegen en quasars moet men deze mogelijkheid niet langer als geheel uitgesloten beschouwen. Het zou echter wel tot de vrij onwaarschijnlijke situatie leiden, dat de intergalactische ruimte aanzienlijk meer energie bevat aan kosmische straling dan aan quasi-stationaire elektromagnetische velden en aan licht. Ook zal dan niet gemakkelijk kunnen worden verklaard, waarom er geen sterkere achtergrond-radiostraling wordt waargenomen, veroorzaakt door magnetische remstraling in de weliswaar zwakke (ongeveer vijf maal 10^{-8} gauss), maar zéér uitgebreide intergalactische magneetvelden.

Zoals dat vaak het geval is, lijkt het ook hier niet onwaarschijnlijk, dat de waarheid in het midden ligt. De grote meerderheid van de kosmische straling die de deeltjes van lagere energieën (laten we zeggen: kleiner dan 10^{15}) bevat, komt zeer waarschijnlijk wel uit dit melkwegstelsel. Daarentegen kunnen de deeltjes van nog hogere energieën, waarvan de totale energie echter nog maar een kleine fractie uitmaakt van het geheel, zeer goed afkomstig zijn van buiten. Een aanwijzing hiervoor vormt een flauwe dubbele bocht in het energiespectrum in het gebied van 10^{15} tot 10^{17} eV, waarvoor men de volgende verklaring heeft. Het al dan niet in het melkwegstelsel gevangen blijven van deeltjes hangt af van het quotiënt van hun energie (eigenlijk hun impuls, maar het verschil is hier te verwaarlozen: zie deel 4, IV.2) en hun kernlading. Wanneer dus, van een bepaalde waarde van dit quotiënt af, de intensiteit sterk vermindert, doordat de deeltjes het melkwegstelsel snel verlaten, zal bijvoorbeeld het energiespectrum van nikkelkernen (kernlading 28) doorgaan tot achtentwintig maal hogere energieën dan het protonenspectrum. Het totale energiespectrum zal dus vrij plotseling steiler gaan verlopen, terwijl de

samenstelling van de kosmische straling verandert; hiervoor bestaan inderdaad enkele aanwijzingen. Na afloop van deze fase zal het spectrum dan weer ombuigen naar het energieverloop van de intergalactische kosmische straling, dat weer vlakker schijnt te zijn.

Kosmologie

PROF. DR. G. B. VAN ALBADA *Sterrenkundig Instituut van de Universiteit van Amsterdam*

1 DE WERELD IN HET GROOT

1.1 *Wat is kosmologie?*

Kosmologie is de studie van het heelal en zijn materiële inhoud, van zijn macrostructuur en zijn organisatie, van zijn samenhang en zijn ontwikkeling in ruimte en in tijd.

De doelstelling is pretentieus, maar dat is alle wetenschap. Wij kunnen niet doordringen in het oneindige, maar toch wordt de poging daartoe gedaan door iedere onderzoeker die tracht zijn studieobject in volle breedte en diepte te omvatten.

Wij hebben door onze omschrijving aan het begrip 'kosmologie' een fysisch getinte inhoud gegeven. Dit betekent geen veronachtzaming van de geometrische aspecten, omdat ook deze een fysische achtergrond hebben. Als dit niet zo was, zouden zij ons niets leren over de materiële kosmos.

In de volgende paragrafen geven wij een overzicht over de gesteldheid van het ons bekende deel van het heelal.

1.2 *De macrostructuur van het heelal; clusters van sterrenstelsels*

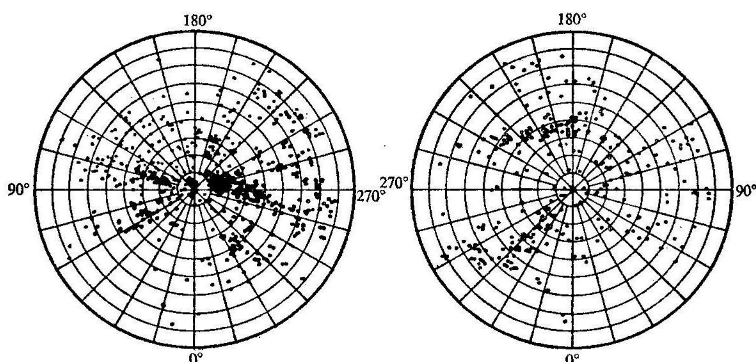
De grootste structurele eenheden die wij kennen, zijn sterrenstelsels en clusters van sterrenstelsels (zie plaat 23 en plaat 24). De totale massa van een cluster ($\mathfrak{M}$) kan op twee verschillende manieren worden geschat: ten eerste door uit te gaan van de totale lichtsterkte (L) en een aangenomen waarde voor $\mathfrak{M}/L$; ten tweede uit dynamische overwegingen (dispersie

in de radiële snelheden van de tot eenzelfde cluster behorende sterrenstelsels). Bij de eerste methode gebruikt men alleen de lichtende materie, zodat men op zijn best een onderste grens vindt voor de massa. De tweede methode is alleen geldig voor systemen in mechanisch evenwicht. Aan deze voorwaarde is waarschijnlijk slechts ten dele voldaan. De clusters van sterrenstelsels hebben zulke kolossale afmetingen, dat zij vermoedelijk nog niet de tijd hebben gehad een evenwichtstoestand te bereiken.

v.1.3 *Gemiddelde dichtheid van het heelal*

Kent men eenmaal de massa's van (clusters van) sterrenstelsels en hun verdeling over de ruimte, dan kan men de gemiddelde dichtheid ($\bar{\varrho}$) van het heelal berekenen. De twee in de voorafgaande paragraaf genoemde methoden van massabepaling leiden niet tot hetzelfde resultaat. De dynamische methode levert de grootste massa's. Voor het verschil, dat aanzienlijk is, komen ten minste drie mogelijke verklaringen in aanmerking. Allereerst: de verhouding $\mathfrak{M}/L$, vooral bij ellipsoïdische sterrenstelsels, kan zijn onderschat; zie deel 4, I.11.3. Ten tweede: het is mogelijk, dat het hoofdbestanddeel van de materie in het heelal niet bestaat in de vorm van sterrenstelsels, maar als ons nog onbekende intergalactische materie. Ten derde: de hypothese dat de clusters in een toestand van mechanisch evenwicht verkeren, is misschien onjuist.

Op basis van onze tegenwoordige kennis kunnen wij niet meer aangeven dan een orde van grootte. Wij nemen aan, dat $\bar{\varrho}$ ergens ligt in het interval



Afb. 41 Verdeling aan de hemel van sterrenstelsels helderder dan magnitude 12,5 (schijnbaar). Links noordelijk, rechts zuidelijk galactisch halfrond. Het dichtbezette gebied bij 250°, 75° noord is de Virgo-cluster. Naar Shapley en Ames.

tussen 10^{-30} tot 10^{-29} g/cm^3, of althans niet al te ver daar buiten. Wij merken op, dat $\bar{\varrho} = 1{,}6 \times 10^{-30}$ g/cm^3 overeenkomt met één waterstofatoom per m^3, of 25 zonsmassa's per kpc^3!

Wij moeten er nog op wijzen, dat alle kwantitatieve resultaten afhankelijk zijn van afstandsbepalingen. De consequenties zijn samengevat in onderstaande tabel. Als alle waargenomen objecten x maal zo ver van ons zijn verwijderd als wij nu denken, moeten de in de tabel genoemde grootheden worden vermenigvuldigd met x^n (n in tweede kolom). Men bedenke daarbij ten eerste, dat de snelheidsdispersie wordt bepaald uit doppler-verschuivingen die onafhankelijk zijn van de afstand, en ten tweede, dat de bepaling van $\mathfrak{M}$ uit L pas mogelijk is als men $\mathfrak{M}/L$ reeds kent. De standaardwaarde voor $\mathfrak{M}/L$ wordt langs dynamische weg gevonden (roterende sterrenstelsels), en is daardoor afhankelijk van x.

grootheid	*exponent (n)*
afstand	+1
ware diameter	+1
ware lichtsterkte	+2
oppervlaktehelderheid	0
snelheidsdispersie	0
massa	+1
dichtheid	—2
$\mathfrak{M}/L$	—1

1.4 *Superstructuren*

Uiteraard heeft men naarstig gezocht naar superstructuren die de clusters van sterrenstelsels overtreffen en eventueel omvatten. Afbeelding 41 toont de verdeling aan de hemel van sterrenstelsels met m_{pg} (deel 3, I.1.2) = 12,5 of helderder, naar het baanbrekend werk van Shapley en Ames. De afbeelding is enigszins onvolledig, doordat gegevens over de gebieden vlakbij de galactische equator ontbreken als gevolg van de hevige obscuratie.

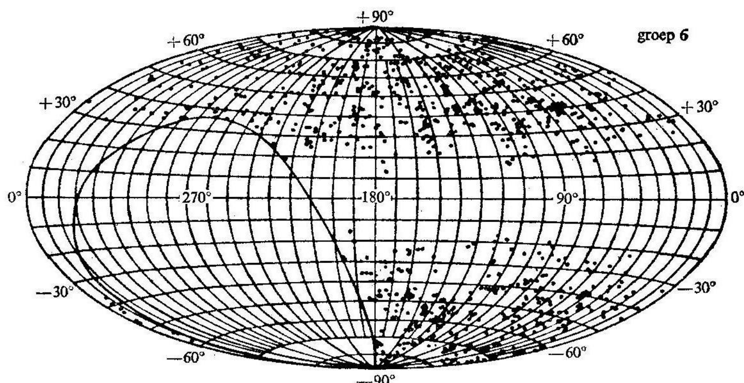
In de afbeelding ziet men, behalve onze buur, de Virgo-cluster, een lange strook bezaaid met sterrenstelsels, die, rechts in de afbeelding bij de Virgo-cluster beginnende, de noord-galactische hemelhelft doorsnijdt. Dit beeld herinnert ons aan onze 'gewone' melkweg. Hebben wij hier te maken met een supermelkweg die niet uit losse sterren, maar uit sterrenstelsels is opgebouwd? Het is niet onmogelijk. Wel zien wij, dat de supermelkweg zich niet voortzet op de zuid-galactische hemelhelft. Dit

zou het gevolg kunnen zijn van een zeer excentrische positie van ons eigen melkwegstelsel, niet ver van de rand van het hypothetische als 'Virgo-superstelsel' aan te duiden, schijfvormig gedachte systeem. Overigens ziet men op het zuid-galactisch halfrond twee andere stroken die men eventueel als superstelsels zou kunnen interpreteren. Maakt men tekeningen op groter schaal, dan blijkt de noordelijke 'supermelkweg' sterk verbrokkeld te zijn, en deze indruk wordt versterkt wanneer men gaat letten op radiële snelheden. De verbrokkeling kan niet worden verklaard met behulp van absorberende materie. Daarvoor is het intergalactische medium – als het bestaat – veel te ijl. Men krijgt de indruk, dat de verbrokkelde samenhang van het superstelsel in verband staat met de ontstaanswijze, maar dat een werkelijke dynamische samenhang niet (meer) bestaat. Mogelijk moet men zich dit superstelsel niet denken als een schijf, maar als een in de bewegingsrichting lang uitgerekte zwerm.

Zijn er ook superclusters elders in het heelal, en, zo ja, hoe groot zijn deze? Deze vraag is moeilijk te beantwoorden, juist door het grote aantal (gewone) clusters. Clusters die niets met elkaar te maken hebben, worden soms geprojecteerd op hetzelfde deel van de hemel en kunnen ons superclusters voorspiegelen, die niet bestaan. Het zo ontstane beeld is des te moeilijker te ontwarren doordat uit de schijnbare magnitude van de sterrenstelsels slechts een zeer grove schatting van de afstand kan worden afgeleid. Eigenbewegingen ontbreken uiteraard.

Het gevolg van een en ander is, dat men de statistische methoden die bij het 'gewone' melkwegonderzoek worden gebruikt, niet klakkeloos kan overnemen. Nieuwe, geraffineerde statistische werkwijzen zijn ontwikkeld door Neyman en Scott, en vervolgens toegepast op het zeer omvangrijke materiaal dat door C. D. Shane is verzameld: een ware titanenarbeid. Neyman, Scott en Shane kwamen tot het resultaat, dat vrijwel alle sterrenstelsels behoren tot het een of andere systeem, dat deze systemen in grootte en rijkdom variëren van kleine groep tot rijke cluster van duizenden stelsels, dat het bestaan van superclusters niet kan worden aangetoond, maar dat binnen de grote clusters een tendens bestaat tot verbrokkeling in kleinere groepen. De verdeling van de sterrenstelsels aan de hemel is in strijd met de vroeger (Hubble) gangbare opinie, dat slechts een kleine fractie van de sterrenstelsels in clusters is verenigd en dat de overige regelmatig zijn verspreid over de ruimte, met slechts geringe (statistische) fluctuaties.

Een onderzoek van Abell langs meer klassieke lijnen (Abell zocht visueel naar 'duidelijke' clusters op platen van de beroemde Palomar Survey) leidde tot enigszins verwante resultaten (zie afb. 42). Abell vond wel superclusters, maar slechts enkele, en hun realiteit schijnt niet helemaal



Afb. 42 Distributie van rijk-bevolkte clusters van sterrenstelsels. Elke stip stelt een dergelijke cluster voor. Gegevens ontbreken voor het gebied bij de galactische equator en het zuidelijk hemelhalfrond (omlijnd). Naar Abell.

vast te staan. Het is belangrijk, dat noch Neyman en Scott, noch Abell structuren vinden met een diameter van meer dan tweehonderd miljoen lichtjaar. Dit mag ons veel schijnen, het is slechts ongeveer 1/25 van de diameter van het astronomisch onderzochte gebied. Wij mogen op grond van deze onderzoekingen aannemen, dat de grootste structurele eenheden binnen het heelal een diameter bezitten van 'slechts' 2×10^8 lichtjaren. Deze maat past ook het in het eerste deel van deze paragraaf besproken 'Virgo-superstelsel'.

De kosmische afstandsschaal

De methoden van afstandsbepaling die gebruikt worden voor nabije sterren (trigonometrische parallaxen, eigenbewegingen), zijn voor de bepaling van werkelijk kosmische afstanden natuurlijk onbruikbaar. Wij kunnen echter steunen op de afstandsbepaling van enkele betrekkelijk nabije sterrenstelsels waarin men een aantal intrinsiek zeer heldere sterren nog afzonderlijk kan waarnemen. Zijn deze sterren van een bekend en scherp te onderscheiden type, dan kunnen zij als afstandsbaken worden gebruikt.

Er zijn tal van kandidaten: Cepheïden, novae, supernovae, helderste (niet variabele) sterren, H^+-gebieden, bolvormige sterhopen, ook diameters van schijnbaar ringvormige emissiegebieden (restanten van supernova-uitbarstingen?). Al deze objecten hebben een zeer grote intrinsieke lichtsterkte, maar zij zijn zeldzaam, ook binnen ons eigen sterrenstelsel.

Geen enkel van deze objecten is zo dicht bij ons, dat een trigonometrische parallax kan worden bepaald. Toch moeten wij hun absolute magnitude leren kennen.

De afstandsbepalingen van de binnen ons sterrenstelsel gelegen objecten (deel 4, I.2) bestaan uit drie soorten. De eerste soort berust op het statistisch gebruik van eigenbewegingen. De beschikbare eigenbewegingen zijn schaars en klein, zodat ook kleine systematische fouten van belang worden. De onzekerheid in de afstandsbepaling van de Cepheïden bleek op dramatische wijze, toen het nulpunt van de periode-lichtkracht-relatie (deel 3, III.6.4) bijna 1,5 magnitude moest worden verlegd en alle op dit nulpunt steunende afstandsschalen moesten worden verdubbeld (1952). Wij moeten verder in het oog houden, dat de eigenbewegingsmethoden in principe geometrische afstanden leveren, terwijl wij voor de toepassing fotometrische afstanden nodig hebben. Bij de overgang van het ene systeem naar het andere doet de invloed van de interstellaire absorptie zich gelden met zijn volle gewicht. Ook dit schept grote onzekerheid.

De tweede soort afstandsbepaling berust op het samen voorkomen van sterren van het door ons onderzochte speciale type met 'gewone' sterren. Zo is δ Cephei zelf één van de componenten van een dubbelster, en de Cepheïde Polaris verkeert in hetzelfde geval. Enkele andere Cepheïden maken deel uit van een sterhoop. Novae blijken veelal deel uit te maken van dubbelsterparen.

De derde soort afstandsbepalingen kan men astrofysisch noemen. De Cepheïden leveren ook hier een voorbeeld (methode Wesselink en verfijningen daarvan; deel 3, III.6.4). Bij de novae (deel 3, III.6.6) kan men gebruik maken van de snelheid van uitbreiding van nevelschillen (gemeten zowel in boogseconden per jaar als in km/sec, het laatste door dopplereffect). Onze opsomming is verre van volledig.

Sommige van de hier aangeduide methoden brengen nog net de Virgocluster, bijna vijftig miljoen lichtjaren van ons verwijderd, binnen ons bereik. In deze cluster vinden wij allerlei soorten sterrenstelsels: spiraalstelsels, ellipsoïdische stelsels, te onderscheiden in verschillende subtypen; zie deel 4, I.9. Men kan trachten de totale lichtsterkte van zo'n stelsel te correleren met het uiterlijk, met het spectrum – dat bepaald wordt door de samenstelling van de sterbevolking – of met de oppervlaktehelderheid ervan. Dit laatste is van belang, omdat de oppervlaktehelderheid van een object niet afhangt van de afstand tot de waarnemer, zodat zij een zuivere karakteristiek levert voor de eigenschappen van het stelsel zelf. Uitgaande van deze soort gegevens, kan men dan de afstand van andere sterrenstelsels waarin men geen afzonderlijke sterren kan zien, bepalen. En tenslotte kan men, wanneer het gaat om ver verwijderde clusters, waar

men de afzonderlijke sterrenstelsels nog slechts ziet als wazige kleine vlekjes op een fotografische plaat, uitgaan van de totale lichtsterkte van, bijvoorbeeld, het derde tot vijfde sterstelsel in volgorde van L (bij voorkeur niet het eerste, om de gevolgen van misidentificaties en statistische fluctuaties in te perken) en hieruit een afstand af te leiden. Zo bouwt de ene methode voort op de andere.

Onzekerheid ontmoet men natuurlijk bij elke nieuwe stap. Als men in een sterrenstelsel een helder object waarneemt, weet men niet altijd of men te doen heeft met een ster of met een compacte stergroep. In Hubbles tijd zijn zelfs sterren en H^+-gebieden met elkaar verward. Ook de extrapolatie van fotometrische schalen naar zeer zwakke magnituden verliep niet zonder ongelukken. Toevalligerwijs werkten alle belangrijke storende effecten in dezelfde richting, zodat Hubbles schaal voor verre objecten een factor zeven te klein is gebleken!

1.6 *De 'roodverschuiving' en de interpretatie ervan*

De meest spectaculaire ontdekking op het terrein van de kosmologie, en ver daar buiten, de ontdekking ook met de meest verstrekkende gevolgen, was die van de 'roodverschuiving'. Wij laten details en historie achterwege.

De term 'roodverschuiving' duidt aan, dat in de spectra van extragalactische sterrenstelsels een herkenbaar patroon van spectrale lijnen optreedt, dat echter is verschoven in de richting naar het rood, en wel zo, dat $\Delta\lambda/\lambda$ voor alle lijnen dezelfde waarde heeft. Men neemt niet altijd dezelfde lijnen waar. De duidelijkste absorptielijnen zijn de zogenoemde H- en K-lijnen van Ca II (deel 3, I.4.2). Sommige spectra vertonen zeer sterke emissie, geconcentreerd in een klein aantal emissielijnen waarvan de [O II]-lijn λ 3727 de voornaamste is. Dergelijke emissieobjecten kunnen tot op kolossale afstand worden waargenomen.

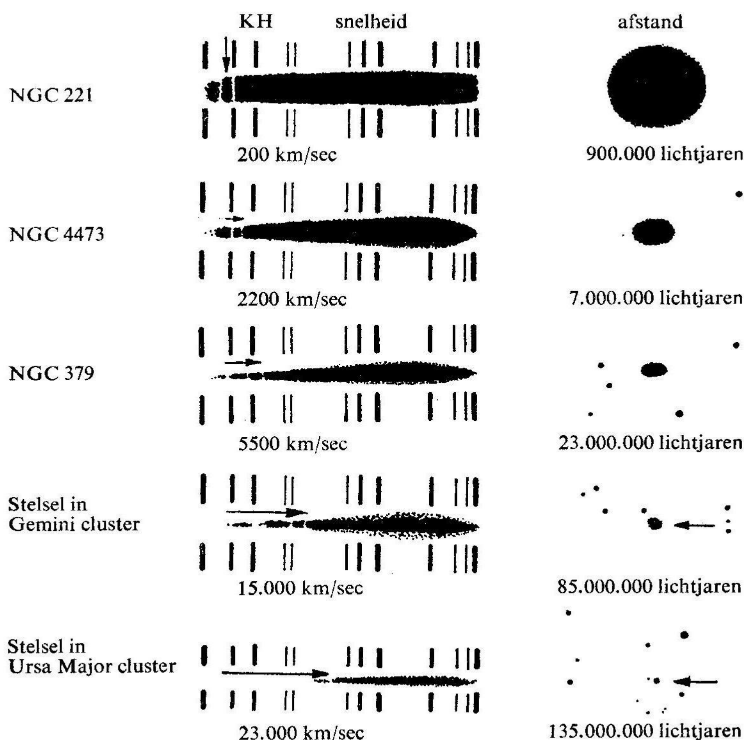
De 'roodverschuiving' wordt gewoonlijk geïnterpreteerd als dopplereffect, volgens de relatie:

$$z = \Delta\lambda/\lambda = v/c \qquad (1,1)$$

waarbij v = snelheid van het waargenomen object (positief bij verwijdering), c = snelheid van het licht en z een verkorte schrijfwijze is van $\Delta\lambda/\lambda$.

Hubble vergeleek de door hem gemeten roodverschuivingen met de fotometrische afstand r, afgeleid uit afstandsmodulus (deel 3, I.1.4) van de onderzochte objecten (zie afb. 43), en vond een lineaire relatie die wij tegenwoordig schrijven:

$$v = H \times r \qquad (1,2)$$



Afb. 43 Roodverschuiving bij extragalactische objecten. Naar Hubble (1936).

De grootheid H, parameter van Hubble, ook wel constante van Hubble genoemd, moet worden gedacht als een functie van de tijd.

Vergelijking (1,2) wordt over het algemeen geïnterpreteerd als een gelijkmatige expansie van de gehele kosmos. Volgens deze interpretatie nemen wij zelf geen uitverkoren positie in. Door de expansie van het heelal worden alle macro-afstanden in dezelfde verhouding vergroot. Er is reden om aan te nemen, dat binnen de afzonderlijke structuren, zoals clusters van sterrenstelsels, geen expansie optreedt.

De astronomische bepaling van de recessie-parameter H is natuurlijk rechtstreeks afhankelijk van de fotometrische afstandsschaal die in deel 4, v.1.5 is besproken. In de jaren dertig gaf men waarden in de buurt van 550 km/sec Mpc, dat wil zeggen: op een afstand r megaparsec van de waarnemer verwacht men een verwijderingssnelheid van $550 \times r$ km/sec. De latere drastische herzieningen van de afstandsschaal resulteerden in

waarden van H in de buurt van 75 km/sec. (Sandage, 1958 met behulp van novae en 1968 met bolvormige sterhopen). Zie ook afbeelding 44.

Daar 1 Mpc $= 3{,}086 \times 10^{19}$ km, kunnen de genoemde waarden van H worden geschreven als $1{,}8 \times 10^{-17}\,\mathrm{sec}^{-1}$, respectievelijk $2{,}4 \times 10^{-18}\,\mathrm{sec}^{-1}$, zodat $H^{-1} = 5{,}6 \times 10^{16}\,\mathrm{sec} = 1{,}8 \times 10^{9}$ jaar, respectievelijk $4{,}1 \times 10^{17}$ sec $= 12{,}8 \times 10^{9}$ jaar. Deze getallen geven een aanduiding van de tijdschaal voor te verwachten grote veranderingen in de structuur van het heelal. Men vergelijke deze met de tijdschaal van de evolutie van de sterren, gegeven in deel 3, III.5.4.

DE EXPANSIE VAN HET HEELAL

1 *Enkele begripsaanduidingen*

In de kosmologie moeten wij iets meer dan gewone aandacht besteden aan het begrip 'ruimte'. Voor ons is 'de ruimte' een (driedimensionale) verzameling van punten, drager van een referentiesysteem, waardoor wij individuele punten kunnen aanwijzen. Dit referentiesysteem kan volslagen willekeurig zijn: 'Bij de kruidenier om de hoek'. Wij kunnen verschillende referentiesystemen gebruiken voor het benoemen van dezelfde punten. De overgang van het ene systeem naar het andere heet 'transformatie'. Is het referentiesysteem van dien aard, dat het kan worden gebruikt voor metingen, dan spreken wij van een maatsysteem (bijvoorbeeld rechte klimming, declinatie en afstand).

En dan de term 'heelal'. Wij hebben reeds gesproken over structuur en macrostructuur van het universum. Daartegenover staan de globale eigenschappen die het heelal als geheel betreffen. Wij kennen deze eigenschappen niet, want uit de waarneming kennen wij slechts onze omgeving. Deze kan representatief zijn voor het heelal als geheel, maar wij weten het niet.

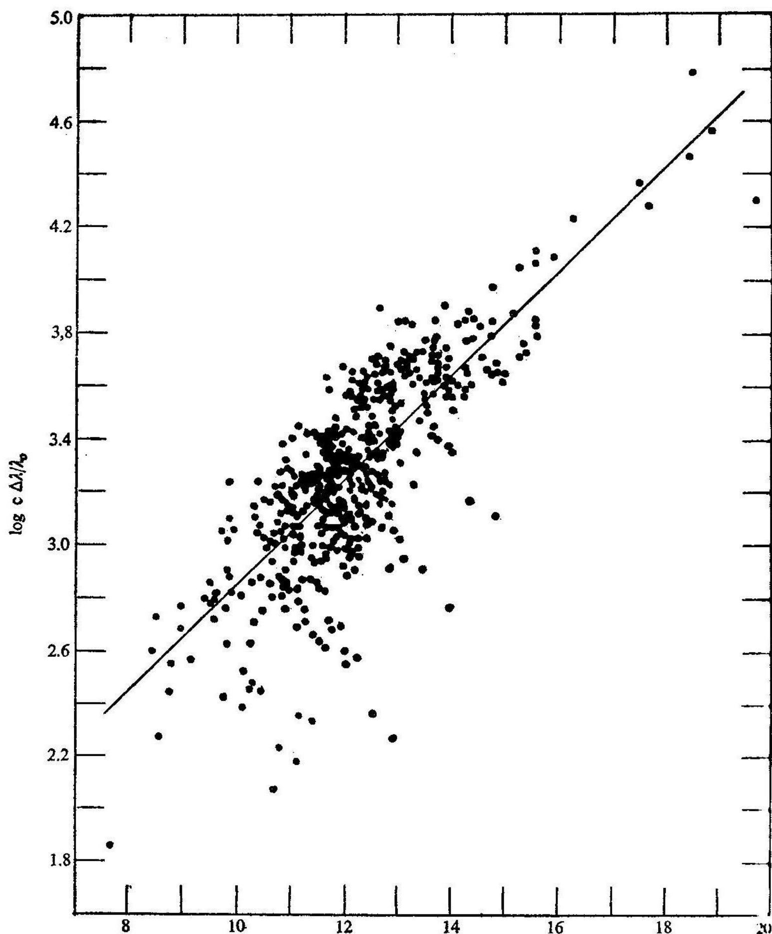
Wij kunnen wel heelal-*modellen* construeren, en de globale eigenschappen ervan bestuderen. Wij kunnen deze modellen confronteren met het beschikbare waarnemingsmateriaal. Deze confrontatie zal ons geen zekerheid verschaffen, wel ons inzicht verdiepen. Alles wat wij in dit gedeelte zeggen in de zin van theoretische beschouwingen, heeft betrekking op heelal-modellen, al zullen wij, wanneer er geen misverstand dreigt, terwille van de leesbaarheid kortheidshalve van 'heelal' spreken. Dit is algemeen gebruik.

Newton; de absolute ruimte en de kosmologie

Newton heeft zijn theorie van de bewegingen van de planeten gebaseerd

op de conceptie van een absolute ruimte en een absolute tijd. Tegenwoordig achten wij dit overbodig. Want de grondwet van de mechanica van Newton:

$$K = m.\boldsymbol{a} \qquad (2,1)$$



Afb. 44 Een moderne bijdrage tot de bepaling van de recessieparameter Horizontaal: (gecorrigeerde) schijnbare magnitude. Verticaal: 'verwijderings snelheid' $v = cz$ (logaritmisch). Naar Humason, Mayall en Sandage (1956)

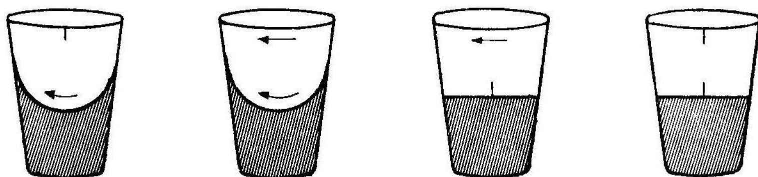
bepaalt alleen de versnelling, onafhankelijk van de snelheid die het versnelde lichaam reeds bezat. Tegenwoordig stellen wij dat, binnen het raam van de fysica van Newton, vergelijking (2,1) geldigheid bezit ten opzichte van ieder inertiaalsysteem, waaronder wij voorlopig willen verstaan alle systemen die een eenparig rechtlijnige beweging bezitten ten opzichte van een geschikt gekozen standaardruimte.

Was Newtons aanvaarding van de absolute ruimte een misgreep? Ook Newton onderging de invloed van de wetenschappelijke traditie. Het begrip 'wereldether' heerste oppermachtig, het heeft zich trouwens tot in onze eeuw weten te handhaven. In Newtons tijd lag de bewijslast anders dan in onze dagen.

Bovendien waren er verschijnselen die pleitten voor het absolute karakter van althans één type bewegingen: de rotatie. Newtons beroemde proef met de met water gevulde, roterende emmer (zie afb. 45) dwong tot de conclusie dat de vorm van het vloeistofoppervlak niet wordt bepaald door de relatieve beweging van vloeistof en vat, maar door de beweging ten opzichte van de wereldruimte. Wat kan er dan nog tegen zijn, de absolute ruimte als een realiteit te aanvaarden, ook al zijn er enkele speciale bewegingen (de eenparig rechtlijnige translaties), die ons niet dwingen verder te gaan dan een neutrale houding?

Wij wenden ons nu naar de kosmologie. Er is een veel geciteerde passage in Newtons correspondentie (met name een brief aan Richard Bentley), waarin hij het probleem van de eindigheid of oneindigheid van het heelal ter sprake brengt. Hij gaat hierbij uit van de gedachte dat de 'oermaterie' eens volkomen gelijkmatig was verdeeld over de beschikbare ruimte: óf een eindige massa in een eindig volume, óf massa en volume beide oneindig.

De eerste mogelijkheid spreekt ons gemakkelijk aan, vooral als wij het gevulde deel van het heelal omgeven denken door een oneindige, ledige, maar in principe toegankelijke ruimte. In dit wereldbeeld vindt ook het



Afb. 45 Newtons proef met de emmer. Wordt de uitholling van het wateroppervlak bepaald door de absolute of door de relatieve rotatie?

begrip 'absolute ruimte' een natuurlijke plaats. Newton zegt echter, dat de materie in een dergelijk heelal onder invloed van de gravitatiekrachten naar het eigen midden zou vallen en daar samenklonteren tot één enkele gigantische bol. Zo'n wereld is niet de onze.

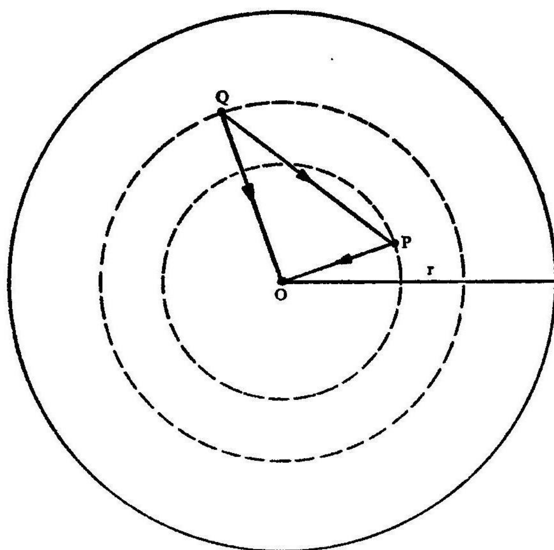
Maar, zo vervolgt Newton, '*if the matter were evenly disposed throughout an infinite space, it could never convene into one mass; but some of it would convene into one mass and some into another, so as to make an infinite number of great masses, scattered great distances from one to another throughout all that infinite space. And thus might the sun and fixed stars be formed, supposing the matter were of a lucid nature*'.

Newton stelt zich kennelijk op het standpunt, dat in een oneindig, uniform medium geen krachten werken, althans niet op kosmische schaal. In een oneindig, uniform medium zijn alle punten gelijkwaardig, en ook bestaat er in geen enkel punt een voorkeursrichting. Daarom moeten de gravitatiekrachten die van het medium zelf uitgaan, elkaar precies opheffen. Een van nul verschillende resultante zou immers een voorkeursrichting aangeven. Het door Newton beschreven proces van verbrokkeling en stervorming is hiermee niet in strijd, omdat het zich voltrekt onder invloed van lokale krachten. Het moet zijn begonnen met het doorbreken van de uniformiteit in deelgebieden, waarbij Newton aan Genesis zal hebben gedacht.

De mening, dat de oermaterie in rust kan blijven, omdat de gravitatiekrachten elkaar overal opheffen, leidt tot de samenvloeiing van de begrippen 'kosmische ruimte' en 'absolute ruimte'. Wij zullen echter zien, dat de hier geschetste opvattingen over het heelal leiden tot tegenstrijdigheden en dientengevolge niet kunnen worden gehandhaafd.

v.2.3 *Perikelen van een statisch heelal*

De (onjuiste) opvatting, dat een oneindig, homogeen heelal in evenwicht zou verkeren, heeft tot in het begin van deze eeuw de boventoon gevoerd. Men ging ervan uit, dat de verdeling van de kosmische materie symmetrisch is ten opzichte van ieder willekeurig punt van de ruimte: zowel ten opzichte van punt P als ten opzichte van Q. Noch in P, noch in Q kan een voorkeursrichting worden aangewezen, en dientengevolge kan – zo redeneert men – noch in P, noch in Q sprake zijn van een kosmische gravitatieversnelling. Men vergeet daarbij echter, dat de aldus bepaalde krachten in P en in Q niet zijn betrokken op hetzelfde geometrische basisstelsel. Heeft men P eenmaal tot 'middelpunt van het heelal' verklaard, dan moet men bij de berekening van de versnelling in Q deze keuze handhaven. Dan heeft men in Q wel degelijk een voorkeursrichting, namelijk QP, en behoeft de gravitatieversnelling in Q niet gelijk



Afb. 46 Gravitatie in een homogeen, isotroop heelal.

aan nul te zijn.

Teneinde vooroordeel zoveel mogelijk te vermijden, zullen wij de relatieve versnelling van Q en P berekenen voor het geval dat een derde, eveneens willekeurig, punt O wordt geproclameerd tot 'centrum van het heelal': alle materie is gevat in een homogene bol met middelpunt O, straal r en materiedichtheid ϱ. De straal van deze bol laten wij onbegrensd toenemen. Wij kunnen al direct beginnen met een bol die zo groot is, dat hij zowel P als Q omsluit. In dit geval kan de kracht die door bol O(r) wordt uitgeoefend op P, worden berekend door een hulpbol om O en door P aan te brengen, alle materie buiten de hulpbol te vergeten, die binnen de hulpbol in O te concentreren en de formule voor de aantrekking tussen puntmassa's toe te passen (afb. 46). Op deze wijze volgt dat de kosmische versnelling in P is gericht langs PO. De numerieke waarde bedraagt:

$$g_P = \frac{4\pi}{3} G\varrho r_P^3/r_P^2 = \frac{4\pi}{3} G\varrho r_P \qquad (2,2)$$

Kiezen wij de eenheden van lengte en tijd zodanig, dat $(4\pi/3)G\varrho = 1$, dan vinden wij, rekening houdende met het vectorkarakter van r_P en g_P:

$$g_P = -r_P, \quad (\frac{4\pi}{3} G\varrho = 1) \tag{2,3}$$

Het is ons te doen om de relatieve versnelling van Q en P: $g_{QP} = g_Q - g_P$. Afbeelding 46 toont nu, dat in het gekozen eenhedenstelsel

$$g_{QP} = g_Q - g_P = -(r_Q - r_P) = -r_{QP} \tag{2,4}$$

De verkregen uitkomst is onafhankelijk van de ligging van het basispunt O en van de straal van de met materie gevulde bol, als die maar groot genoeg is om zowel P als Q te omvatten.

Wij kunnen nu met minder schroom de overgang naar het oneindig heelal volbrengen. Vergelijking (2,4) blijft geldig.

Wat zijn de consequenties? Blijkbaar trachten de gravitatiekrachten de delen van de kosmische materie naar elkaar toe te trekken en aldus het heelal te doen inkrimpen. Nu weten wij, dat het werkelijke heelal niet inkrimpt, maar juist expandeert. Dit behoeft, in elk geval wat heden en toekomst betreft, niet in strijd te zijn met het zo juist gevonden resultaat dat wij nu brengen in de vorm: 'de gravitatiekrachten vertragen de expansie'. Hoe ver deze vertraging gaat, en of zij de expansie ooit tot stilstand zal brengen, zijn vragen die een gedetailleerd onderzoek vereisen. Maar hoe dan ook: een toestand van stilstand kan niet lang duren, want de gravitatiekrachten zouden deze onmiddellijk verstoren.

Of zijn er tegenkrachten? De gasdruk kan niet dienst doen als zodanig, onder andere omdat het aankomt op de druk*gradiënt* die in een homogeen medium niet bestaat.

Uit de ontwikkeling van de algemene relativiteitstheorie is het denkbeeld van een kosmologische afstoting voortgekomen (deel 4, v.5.4). Uitgaande van een willekeurig gekozen 'wereldmiddelpunt' O, is de kosmologische versnelling f gegeven door:

$$f_P = \frac{\Lambda}{3} r_P \tag{2,5}$$

en dus ook:

$$f_{QP} = \frac{\Lambda}{3} r_{QP} \tag{2,6}$$

Hier is Λ een constante evenredigheidsfactor, van de dimensie $(\text{tijd})^{-2}$. Om een kosmische afstoting te krijgen, moet men Λ positief kiezen.

Een merkwaardige eigenschap van deze afstoting is, dat zij onafhankelijk is van de materiedichtheid van het heelal. De problemen van principiële aard die hieraan zijn verbonden, zullen later ter sprake komen. Als

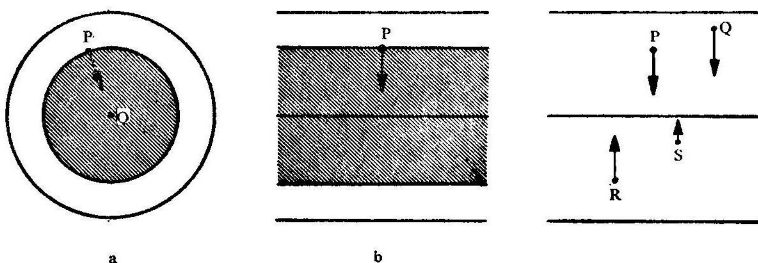
$$\Lambda = 4\pi G\varrho \qquad (2,7)$$

houden de kosmologische afstoting en de gravitatie elkaar precies in evenwicht. Maar dit evenwicht is niet stabiel. Een nog zo kleine contractie zal, door de daaraan gekoppelde toename van ϱ, leiden tot een overwinning van de gravitatiewerkingen. Omgekeerd voert een minimale expansie vanuit de evenwichtstoestand tot de zege van de kosmische afstoting. In beide gevallen verwijdert het heelal zich in versneld tempo van de evenwichtstoestand. Men zou nu nog kunnen zoeken naar afstotende krachten met andere dan de genoemde eigenschappen, maar men vindt niets van wat wij nodig hebben, dat niet tevens de beweging van de planeten merkbaar verstoort.

De slotconclusie is, dat een statisch heelal tot de onmogelijkheden behoort: het heelal moet óf inkrimpen, óf expanderen. Dit geldt althans voor een homogeen heelal (eigenlijk: heelal-model). Bij vermoedelijk meer realistische, niet homogene modellen is de situatie stellig veel ingewikkelder.

Alvorens deze paragraaf af te sluiten, moeten wij wijzen op een belangrijke complicatie van principiële aard. Wij hebben bij de bepaling van g_{QP} veel profijt gehad van een reeks concentrische bollen, die in de limiet een voorstellingswijze van de oneindige ruimte zou moeten leveren. Wij hadden de procedure nog wel algemener kunnen opzetten, en toch tot hetzelfde resultaat komen. Maar wij krijgen heel wat anders, wanneer wij de ruimte aftasten met behulp van een serie evenwijdige vlakkenparen, als in afb. 47b.

Voor een punt P, gelegen binnen een door twee evenwijdige vlakken begrensde homogeen gevulde ruimte, gelden soortgelijke eigenschappen als voor een punt binnen een bol. De gravitatieversnelling staat nu echter loodrecht op het basisvlak, en



Afb. 47 Gravitatie in een homogeen, niet isotroop heelal.

$$g_P = -4\pi G\varrho s_P \tag{2,8}$$

Dientengevolge is ook:

$$g_{QP} = -4\pi G\varrho s_{QP} \tag{2,9}$$

Wij krijgen nu een geheel ander krachtveld dan zoëven, een krachtveld dat men in verband zou willen brengen met een anisotrope, ja, eenzijdige expansie of contractie. De homogeniteit van het heelal wordt door een dergelijk bewegingspatroon niet verstoord.

Wie aanmerking wil maken op het gekunstelde van dit laatste model, worde verwezen naar de mogelijkheid de ruimte af te tasten met een stelsel gelijkvormige ellipsoïden, waarop soortgelijke beschouwingen kunnen worden toegepast, met weer andere mogelijkheden voor het resulterend gravitatieveld, en geleidelijke overgang tussen het sferische en het vlakke model.

Analytisch wordt dit alles weergegeven door de verschillende oplossingen van de vergelijking van Poisson:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G\varrho \tag{2,10}$$

te beschouwen. Deze vergelijking staat toe, de gravitatiepotentiaal te berekenen wanneer de dichtheidsverdeling is gegeven. In ons probleem is ϱ constant in de ruimte. Gebruikmakend van een rechthoekig assenstelsel met coördinaten x, y, z, vinden wij:

$$\begin{aligned}\Phi = Ax^2 + By^2 + Cz^2 + 2Dyz + 2Ezx + 2Fxy \\ + 2\alpha x + 2\beta y + 2\gamma z + K; \quad A + B + C = 2\pi G\varrho\end{aligned} \tag{2,11}$$

Door verschuiving en draaiing van het assenstelsel kunnen wij bereiken dat $D = E = F = \alpha = \beta = \gamma = 0$, en door normering van Φ wordt $K = 0$. Wij brengen de benoeming van het oude assenstelsel over op het nieuwe. Nu wordt:

$$\Phi = Ax^2 + By^2 + Cz^2; \quad A + B + C = 2\pi G\varrho \tag{2,12}$$

Het gravitatieveld wordt weergegeven door de negatieve gradiënt van Φ:

$$g_x = -2Ax, \; g_y = -2By, \; g_z = -2Cz \tag{2,13}$$

Deze formules vormen de algebraïsche inkleding van onze langs geometrische weg bereikte resultaten.

In de regel geeft men de voorkeur aan de symmetrische oplossing: $A = B = C = (2/3)\pi G\varrho$. Men moet echter bedenken, dat in een meer realistisch model ϱ geen (ruimtelijke) constante is, zodat het kiezen van de 'meest aanvaardbare' oplossing niet kan geschieden op grond van

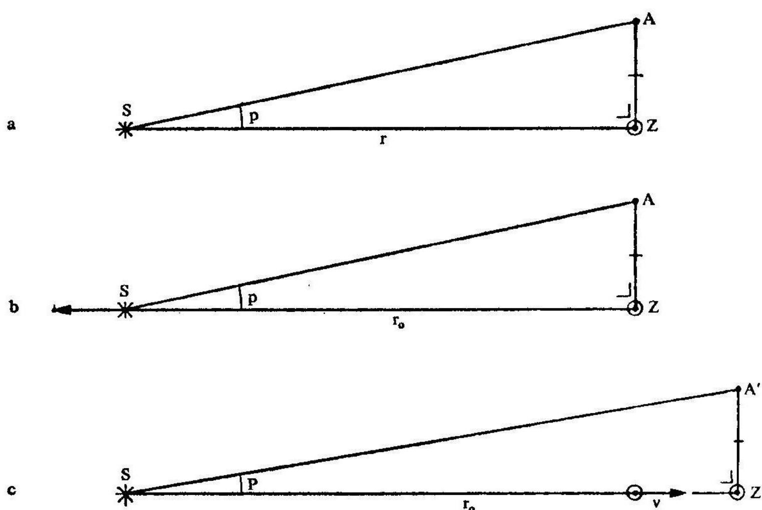
symmetrie-overwegingen. Dit betekent, dat wij ook in het geval ϱ constant rekening moeten houden met de niet-symmetrische oplossingen, en dat wij bij de keuze van Φ behalve aan de materiedichtheid ook moeten denken aan een mogelijke invloed van het bewegingspatroon.

2.4 *Het relativistisch doppler-effect*

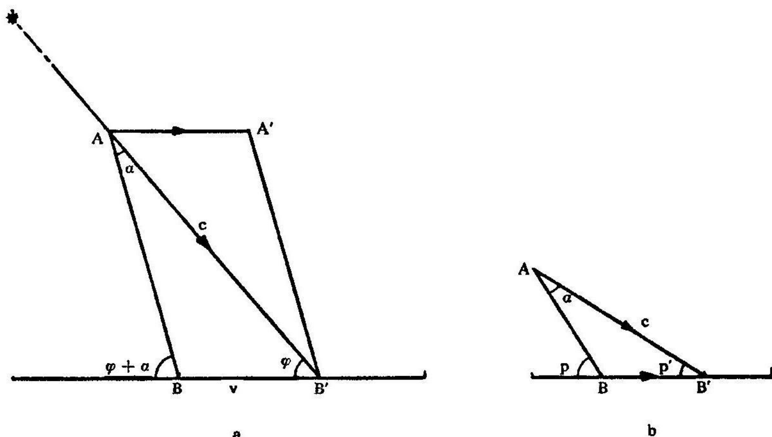
Nu de onbestaanbaarheid van een statisch heelal is aangetoond (op dynamische gronden), krijgen beschouwingen over de expansie van het heelal grotere actualiteit. Onze taak is nu, een verband te leggen tussen de theorie van de expansie en de empirische studie van de 'roodverschuiving'.

De dynamica van het expanderend heelal komt echter nog niet direct aan bod. Een beschrijving van de beweging, een kinematisch model dus, moet voorafgaan. Dit model moet uit de waarnemingen worden afgeleid. Onder de waarnemingsgegevens neemt de 'roodverschuiving' een zeer belangrijke plaats in.

De interpretatie van waarnemingsgegevens in het algemeen stelt ons voor moeilijke problemen. Ter illustratie kiezen wij de trigonometrische parallax (deel 3, I.1.1 en deel 4, I.2.1), maat voor de afstand van de sterren. Deze afstand is over het algemeen niet constant, want de sterren bewegen.



Afb. 48 Schijnbare dubbelzinnigheid bij de bepaling van de trigonometrische parallax.



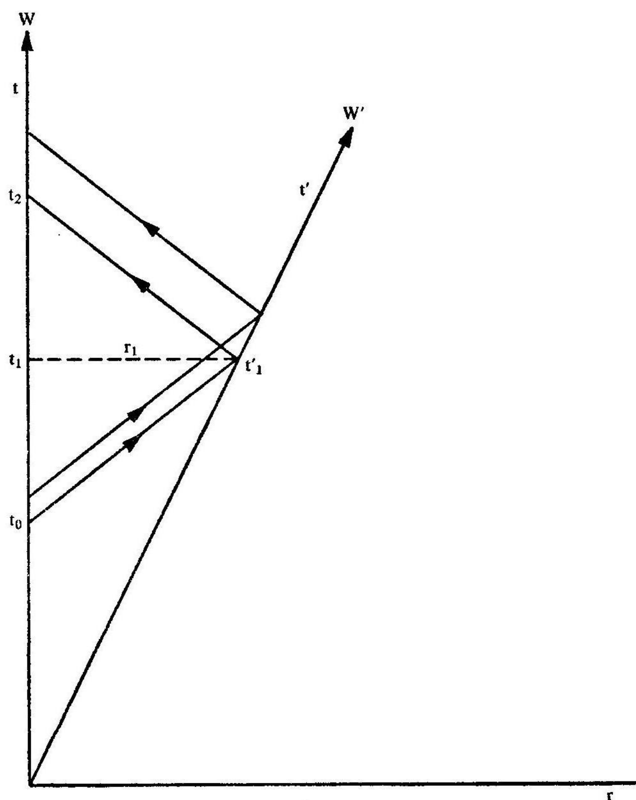
Afb. 49 Invloed van de aberratie op de trigonometrische parallax. AB geeft de stand van de kijkerbuis aan op het tijdstip $t = 0$, als het licht bij het objectief binnentreedt. Als het licht het oculair heeft bereikt, is dit inmiddels in B′ gearriveerd. De gemeten waarde van de parallax (deelfiguur b) is p, niet p'.

Geldt de gemeten afstand voor het tijdstip van vertrek of voor dat van aankomst van de waargenomen straling?

Wij trachten deze vraag te beantwoorden met behulp van de klassieke theorie waarin het licht zich voortplant door de wereldether. Wanneer de zon stil staat (ten opzichte van de ether) en de ster zich verwijdert met snelheid v, correspondeert de parallax p met de afstand r_0 behorende bij het tijdstip waarop de waargenomen straling de ster verliet (afb. 48). Wanneer echter de ster in rust is en de zon zich verwijdert, meten wij de afstand $r_1 = cr_0/(c-v)$, die wij kunnen interpreteren als de afstandt en tijde van de waarneming. Het verschil tussen de beide resultaten is van de orde rv/c, en dus, voor kleine v/c, veel groter dan de relativistische effecten, welke laatste zijn van de orde $r(v/c)^2$. Het verschil blijft raadselachtig, totdat wij ons realiseren dat in het geval van bewegende zon de gemeten parallax mede wordt beïnvloed door en dus moet worden gecorrigeerd voor de aberratie. De geometrische situatie is toegelicht in afb. 49. De ongecorrigeerde parallax is te groot. Hij correspondeert niet met de afstand r_1, maar met een afstand die een factor $(1-v/c)$ kleiner is, dus met r_0! En dus doet het er niet toe, hoe wij ons de 'beweging ten opzichte van de ether' denken: de direct waargenomen parallax correspondeert altijd met de afstand r_0.

Het resultaat van de hier gegeven analyse is in overeenstemming met het postulaat van de speciale relativiteitstheorie betreffende de onmogelijkheid, een absolute beweging, of een beweging ten opzichte van de 'wereldether', vast te stellen. Dit postulaat kan ook worden uitgedrukt door de gelijkwaardigheid van alle inertiaalstelsels (deel 4, v.2.2) en een constante waarde voor de snelheid van het licht te eisen.

Ter verdere verduidelijking kiezen wij twee inertiaalstelsels (I en I′), met bijbehorende waarnemers (W en W′), elk met hun eigen meetsysteem (M en M′). W, die ervan uitgaat dat zijn stelsel verkeert in de toestand van absolute rust, voert een experiment uit, dat in afbeelding 50 is aangeduid. Het komt neer op het uitzenden en na reflectie terugontvangen van een radarsignaal. Wij zullen alle rechtstreeks gemeten grootheden



Afb. 50 Het relativistische doppler-effect.

(tijdstippen en -intervallen) aanduiden door Griekse letters (τ en $\Delta\tau$), waarbij door het al of niet bijschrijven van een accent de identiteit van de waarnemer wordt vastgelegd. Berekende grootheden worden aangeduid door Latijnse symbolen (bijvoorbeeld t en Dt). De indices 0, 1 of 2 duiden de gebeurtenissen aan, waarop de symbolen betrekking hebben (afb. 50).

W kan de tijdstippen van emissie en receptie, evenals de bijbehorende intervallen door rechtstreekse meting bepalen, maar de tijd en de duur van de reflectie moet hij berekenen. Als klassiek fysicus, die zichzelf in absolute rust denkt, vindt hij:

$$t_1 = (\tau_2 + \tau_0)/2, \; r_1 = c(\tau_2 - \tau_0)/2 \qquad (2,14)$$

De snelheid v van W′ ten opzichte van W kan worden berekend uit de duur van het signaal bij emissie en bij receptie. Men vindt:

$$v = Dr_1/Dt_1 = c(\Delta\tau_2 - \Delta\tau_0)/(\Delta\tau_2 + \Delta\tau_0)$$

of

$$(c - v)\Delta\tau_2 = (c + v)\Delta\tau_0 \qquad (2,15)$$

Volgens de hier gebruikte naamgeving moeten tijdstip en duur van het signaal tijdens de reflectie worden aangeduid door τ'_1 en $\Delta\tau'_2$. De klassieke fysicus W zou menen dat $\tau'_1 = t_1$, enzovoort, maar het gelijkwaardigheidsbeginsel van de speciale relativiteitstheorie verlangt iets heel anders, namelijk $\Delta\tau_2/\Delta\tau'_1 = \Delta\tau'_1/\Delta\tau_0$. Combineren wij deze voorwaarde met de ook nu geldige vergelijking (2,15), dan blijkt dat

$$\frac{\Delta\tau'_1}{\Delta\tau_0} = \frac{\Delta\tau_2}{\Delta\tau'_1} = \sqrt{\frac{c + v}{c - v}} \qquad (2,16)$$

Wanneer $\Delta\tau$ de periode is van de een of andere elektromagnetische trilling met golflengte $\lambda = c\Delta\tau$, dan volgt ook:

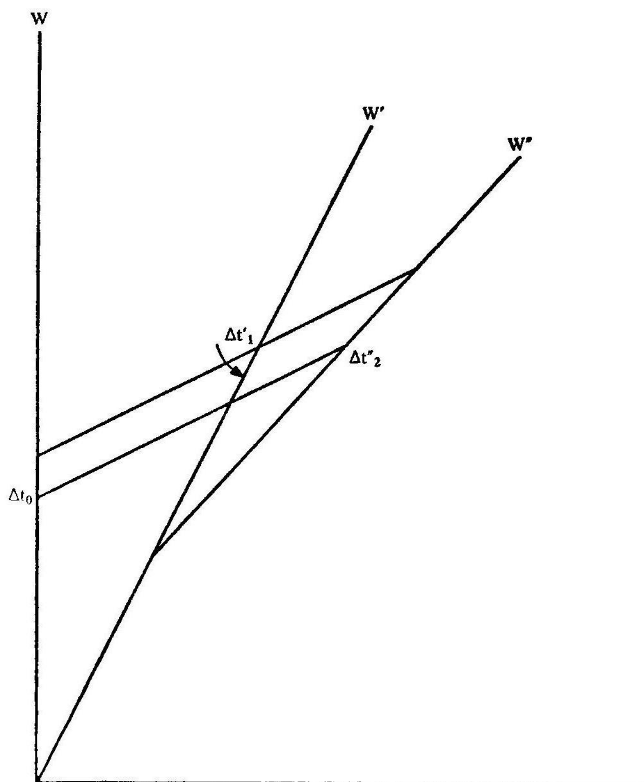
$$\frac{\lambda'_1}{\lambda_0} = \frac{\lambda_2}{\lambda'_1} = \sqrt{\frac{c + v}{c - v}} = 1 + z \qquad (2,17)$$

De in (2,17) met behulp van de lambda's gedefinieerde grootheid z is een veel gebruikte maat voor de roodverschuiving. Vergelijking (2,17) is de relativistische vorm van het doppler-effect. Wij willen nu uitdrukkelijk spreken over door W of door W′ uitgezonden atoomstraling, die door de partner wordt waargenomen. De golflengte bij de emissie is dan een bekende natuurconstante, onafhankelijk van de bewegingstoestand van de stralingsbron, mits beoordeeld door een meebewegende waarnemer. Aldus leert de relativiteitstheorie.

Het eerste en het tweede lid van vergelijking (2,17) gecombineerd met het derde, tonen nu het relativistische doppler-effect voor de beide bovengenoemde gevallen. De bepaling van dit effect is alleen mogelijk door toepassing van het gelijkwaardigheidsbeginsel. Gebruikt men dit niet, dan moet men willekeurige veronderstellingen maken over de absolute beweging van de stralingsbron of van de receptor, zoals in de klassieke fysica.

Vergelijking (2,17) kan nog worden gebruikt voor de afleiding van het relativistische optellingstheorema van snelheden. Wij kiezen daartoe drie waarnemers, W, W′ en W″. De relatieve snelheid van W′ ten opzichte van W noemen wij u, en zo vervolgens (afb. 51). Uit de evidente relatie

$$\frac{\lambda''_2}{\lambda_0} = \frac{\lambda''_2}{\lambda'_1} \times \frac{\lambda'_1}{\lambda_0}$$



Afb. 51 Relativistische optelling van snelheden.

volgt nu, dat

$$\frac{c+w}{c-w} = \frac{c+u}{c-u} \times \frac{c+v}{c-v} \tag{2,18}$$

welke vergelijking in de plaats treedt van de klassieke uitdrukking $w = u + v$. Door een algebraïsche bewerking kan (2,18) worden gebracht in de beter bekende vorm:

$$w = \frac{u+v}{1+uv/c^2} \tag{2,19}$$

Deze vergelijking, en meer nog (2,18), laten duidelijk de snelheid van het licht als snelheidslimiet naar voren komen.

v.2.5 *Expansie en roodverschuiving*

In onze eerste poging, de verschijnselen in een expanderend heelal te beschrijven, gaan wij uit van een sterk vereenvoudigd model. Meer in het bijzonder nemen wij aan, dat alle met de kosmische materie meebewegende waarnemers kwalitatief en kwantitatief hetzelfde beeld krijgen van de globale eigenschappen van het heelal. Terwijl de kwalitatieve gelijkwaardigheid ons een natuurlijke zaak mag toeschijnen, is de hypothese van kwantitatieve overeenstemming eigenlijk alleen gerechtvaardigd door de grote simplificatie waartoe hij leidt. In de literatuur wordt er dikwijls een veel groter betekenis aan toegekend, wat wel blijkt uit de veel gebruikte betiteling 'kosmologisch principe'. In deel 4, v.3 zullen wij zien, tot welke consequenties de bewuste of onbewuste aanvaarding van dit 'principe' heeft geleid.

Hoe kunnen wij het maximale profijt trekken van de vereenvoudigingen waartoe de veronderstelde kwantitatieve gelijkwaardigheid leidt? In de eerste plaats door ervoor te zorgen, dat in de beschrijving van het heelal geen enkel punt een bevoorrechte positie inneemt. Dit is een merkwaardige eis, omdat wij ergens in het heelal een waarnemer (W) zullen moeten plaatsen, en in W's beschrijving is de gelijkwaardigheid doorbroken. Wij zullen dus een andere weg moeten inslaan, en daartoe introduceren wij een symbolische waarnemer buiten het heelal. Voor zover rechtvaardiging nodig is, verwijzen wij naar deel 4, v.2.1, en herinneren wij aan onze occupatie met de constructie van een heelal-*model* en aan onze vrijheid in de keuze van een referentiesysteem.

De 'buitenwereldlijke' waarnemer (U) legt de verschijnselen in het heelal vast in een ruimte-tijd-schema van eigen makelij. De bepaling van de tijdcoördinaat is van bijzonder belang, omdat het heelal als

gevolg van de expansie verandert. Zo zal de materiedichtheid (ϱ) – onder later te specificeren voorbehoud (zie deel 4, v.5.3) – ten gevolge van de expansie van het heelal afnemen. De quasi-waarnemer U kan een 'wereldtijd' (t) introduceren, waarmee alle lokale klokken in het heelal kunnen worden gesynchroniseerd. Door aan te nemen dat berichten uit de kosmos naar U ogenblikkelijk worden overgebracht (de mathematische structuur van de gekozen beschrijvingswijze verzet zich daartegen niet), kan U een gelijktijdigheidsdoorsnede door het heelal maken. In deze doorsnede komt de homogeniteit van het heelal (stilzwijgend aangenomen als gevolg van de kwantitatieve gelijkwaardigheidshypothese) direct tot uiting. Helaas kan geen enkele heelalbewoner een gelijktijdigheidsdoorsnede waarnemen. Hij is aangewezen op theoretische constructie.

Een van de moeilijkheden die een niet-ingewijde ondervindt bij het overdenken van kosmologische problemen, is wel, dat hij zich onbewust vereenzelvigt met de buitenwereldlijke waarnemer U, voor wie alles zo eenvoudig is, zonder te beseffen dat U geen fysisch-kosmische beschrijvingswijze kan geven. Zo kan vergelijking (1,2) rechtstreeks worden toegepast op een gelijktijdigheidsdoorsnede. De parameter van Hubble (H) is een functie van de 'wereldtijd' (t) en is dus binnen een gelijktijdigheidsdoorsnede als constante te beschouwen. Past men dan vergelijking (1,2) toe op voldoend verre objecten, dan vindt men een waarde van v, die de lichtsnelheid overschrijdt. Men verwondert zich daarover, zonder te beseffen dat men een 'buitenwereldlijke' beschrijvingswijze heeft gekozen.

In deel 4, v.2.4 hebben wij gezien, hoe de sommatie van snelheden binnen het raam van de speciale relativiteitstheorie niet leidt tot een overschrijding van de snelheid van het licht. Wat de voortplanting van het licht zelf aangaat, weten wij, dat de snelheid van voortplanting niet afhangt van de oorsprong van de straling, zodat twee fotonen, één van ver en één van nabij, bewegend langs hetzelfde pad, elkaar niet kunnen passeren.

In het 'buitenwereldlijke' beeld van U krijgen wij nu een merkwaardige situatie die wij als volgt kunnen toelichten. Denk de expansie van het heelal als het rekken van een stuk rubber. Gemakshalve beschouwen wij een enkele band (één dimensie). Voordat het experiment begint, fixeren wij een punt van de band in O. Dwarsstrepen op de band – gemakshalve equidistant – geven de sterrenstelsels weer en verdelen de band in vele – bijvoorbeeld duizend – secties. Het punt S wordt in beweging gezet, met superlichtsnelheid – bijvoorbeeld 100 c – naar rechts. Op het moment $t = t_0$ waarop deze beweging begint, zendt elk sterrenstelsel een foton uit naar rechts. Elk van deze fotonen, bewegend met snelheid c, zal na

verloop van een eindige tijd het meest nabije sterrenstelsel – snelheid $c/10$ – passeren. Het is van groot belang, op te merken dat al deze fotonen hun eerste ontmoeting met een sterrenstelsel ondergaan op hetzelfde moment. De fotonen zijn nog steeds equidistant, en zij blijven dat. Hun onderlinge afstand is echter toegenomen, en wel evenredig aan de schaalparameter R van het heelal zelf. Men bedenke verder, dat de fotonen steeds bewegen met snelheid c ten opzichte van het sterrenstelsel dat zij op dat moment passeren. Vertaald in de 'rubbertaal': de fotonen wandelen op de band en krijgen de snelheid daarvan automatisch toebedeeld. Zo zou men zich ook een wandelaar kunnen voorstellen, die, rustig lopend op de band, een voortrazende lokomotief die de band aan het vrije einde voorttrekt, inhaalt.

In plaats van aan afzonderlijke fotonen, hadden wij ook kunnen denken aan een lopende elektromagnetische golf die het gehele interval OS omvat en zich in de richting van O naar S voortplant. Waren er aanvankelijk N golflengten binnen elke sectie, dan blijft dit zo: het totale aantal golven en het totale aantal secties veranderen immers niet. Gevolg: de golflengte (λ) van het licht neemt toe, evenredig aan de schaalparameter (R). Dit is de verklaring van de 'roodverschuiving'.

Wij geven nog een andere toelichting op de roodverschuiving, waarbij wij meer de nadruk leggen op lokale aspecten.

Wij kiezen het wereldpunt O als schraagpunt van ons nieuwe model. Een foton plant zich voort langs OS, dat een infinitesimaal lijnstuk Δr voorstelt. Krachtens vroegere bepalingen (vergelijk deel 4, v.2.3) is de gravitatieversnelling in O gelijk aan nul en is de versnelling in S infinitesimaal. De verrichte arbeid (kracht maal weg) is dan klein van de tweede orde. Wij mogen dus de werking van de gravitatie op het foton verwaarlozen.

S heeft ten opzichte van O een infinitesimale snelheid $v = H.\Delta r$, met $H = \dot{R}/R$, $\dot{R} = dR/dt$. (De 'kosmische tijd' t kan ook dienst doen als lokale tijd in O.) Deze beweging van S komt tot uiting in de golflengte die S aan het foton toekent: in voldoende benadering is $\Delta\lambda/\lambda = v/c = H\Delta r/c = H\Delta t$, en tenslotte:

$$\frac{1}{\lambda}\frac{\Delta\lambda}{\Delta t} = \frac{1}{R}\frac{\Delta R}{\Delta t} \tag{2,18}$$

waaruit opnieuw de evenredigheid van λ en R blijkt.

Zo gezien, verandert er niets aan het foton zelf, en is de roodverschuiving het gevolg van de wisseling van waarnemer.

De veranderingen in het stralingsveld zijn adiabatisch. Zowel golflengte als fotonendichtheid verandert door de expansie. De fotonendichtheid is

evenredig aan R^{-3}, de energie per foton ($h\nu$) aan R^{-1}, dus de energiedichtheid aan R^{-4}. Zwartlichaamstraling blijft zwartlichaamstraling, maar van lagere temperatuur: evenredig aan R^{-1}.

Het is interessant, te zien wat er gebeurt met materiële deeltjes die geheel zelfstandig de wereldruimte doorkruisen. Een deeltje dat op dit ogenblik het punt O passeert met snelheid u ($u \ll c$), zal na een tijdsinterval Δt een afstand $\Delta r = u.\Delta t$ van O hebben bereikt. De 'veldsnelheid' ter plaatse bedraagt $v = H.\Delta r = H.u.\Delta t$. De relatieve snelheid van het deeltje ten opzichte van zijn nieuwe omgeving is nu, met hier geoorloofde verwaarlozing van relativistische effecten, $u + \Delta u = u - v$, en wij vinden: $\Delta u/u = - H.\Delta t = - \Delta R/R$. Dientengevolge is u evenredig met $1/R$. De kinetische energie van het deeltje wordt dus kleiner, niet omdat aan de beweging van het deeltje zelf iets is veranderd, maar omdat de oude standaard van rust door een nieuwe is vervangen.

Men moet deze verandering van standaard niet opvatten als willekeur. Er is geen keus. Wij kunnen de snelheid van een object niet beoordelen naar de omgeving die het miljoenen of miljarden jaren geleden heeft verlaten.

Ter illustratie nemen wij een vlakte die – zoals een schaakbord – in vakken is verdeeld. Een van de vakken is bevolkt met mensen die kriskras door elkaar lopen. Wij laten nu ieder zijn beweging eenparig rechtlijnig voortzetten. Na verloop van tijd vinden wij in het noorden van de vlakte, een gebied dat eerst leeg was, mensen die allemaal naar het noorden lopen. De snelheidsdispersie in een gebied van gegeven oppervlakte is veel kleiner dan oorspronkelijk het geval was.

Denkt men de ruimte gevuld met een groot aantal van deze langzaam bewegende partikeltjes (bijvoorbeeld met waterstofatomen, of met stofdeeltjes, of met melkwegstelsels), dan nemen alle snelheden af als gevolg van de expansie. De dichtheid van het gas (ϱ) is evenredig aan R^{-3}, de energiedichtheid (ϱu^2) aan R^{-5}. Ook nu geschiedt de expansie adiabatisch. Men kan, gebruik makend van het relativistische optellingstheorema van snelheden (2,17), het gezegde uitbreiden tot snelle deeltjes, waar de 'impuls' $p = m_0 u/\sqrt{(1 - u^2/c^2)}$ evenredig blijkt te zijn aan R^{-1}. De evenredigheid van impuls p en R^{-1} geldt zowel voor materiële deeltjes als voor fotonen, waar $p = h\nu/c = h/\lambda$.

De energiedichtheid van de materiële inhoud van de ruimte en die van het elektromagnetisch veld wordt voortdurend kleiner, als in adiabatische expansie. Dat is niet vreemd voor een enkel volume-element dat arbeid verricht bij expansie, en daarbij energie op zijn omgeving overdraagt. Maar álle volume-elementen expanderen adiabatisch en verliezen energie! Is dit een doorbreking van de wet van behoud van arbeidsvermogen?

Wij staan voor een merkwaardige situatie. De beweging van elk deeltje afzonderlijk is in overeenstemming met de behoudwetten. De afname van de energie is een gevolg van de verandering in de beoordeling van zijn beweging. Deze verandering is evenwel noodzakelijk. Wanneer de materiedeeltjes in hun beweging niet uitsluitend de expansie van het heelal (snelheid v) volgen, maar ook een 'eigen snelheid' (u) in radiële richting hebben, zal aan de periferie van ons gezichtsveld een zekere uitwisseling van deeltjes geschieden, waardoor grote $v + u$ wordt geruild tegen kleinere $v + u$, wat voor ons een afname van de kinetische energie in dit beperkte ruimtedeel betekent. Op zichzelf is dit niets bijzonders. Moeilijkheden doen zich pas voor, als wij onze eigen resultaten in een deelgebied gaan combineren met die van anderen in een ander deelgebied. Men mag nu eenmaal niet resultaten die zijn uitgedrukt in verschillende maatsystemen klakkeloos bij elkaar optellen. Hoe het zij, men mag zeker niet de wet van behoud van arbeidsvermogen trachten te 'redden' door te verwijzen naar de (negatieve) arbeid die tijdens de expansie wordt verricht door de gravitatie, want onze beschouwingen over de afname van de energie waren zuiver kinematisch, en geheel onafhankelijk van de gravitatiewerkingen.

v.2.6 *Waarom zijn de nachten donker?*

Wij bespreken nu nog kort een kosmologisch probleem dat reeds in de achttiende eeuw aan de orde is gesteld.

Het was een tijd van groeiende belangstelling voor kosmologische problemen. Men kan ook zeggen: een tijd van modernisering. De speculaties omtrent wervels in de wereldether geraakten meer en meer op de achtergrond en men ging nadenken over dat wat er gebeurt in de ons omringende sterrenwereld.

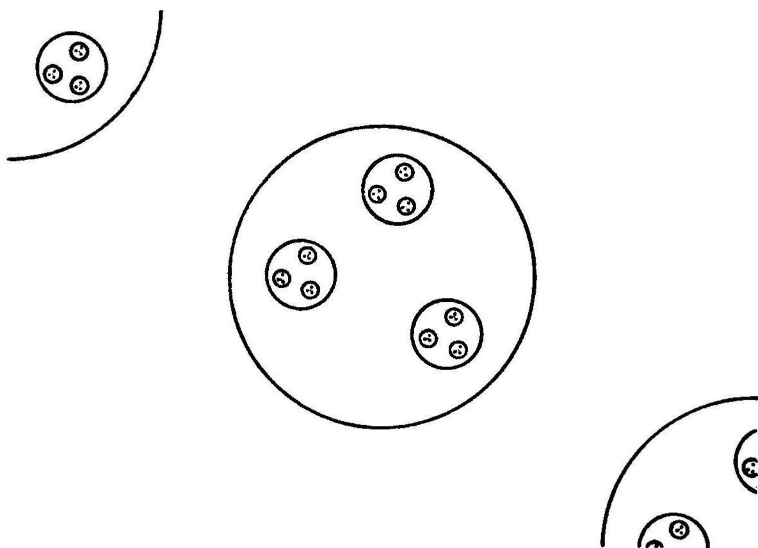
De sterren bevolken onze gehele hemel; zij omringen ons aan alle kanten. Wie zou kunnen denken, dat zij in andere delen van het heelal ontbreken? Men dacht – zoals eens de zestiende-eeuwse pantheïst Giordano Bruno – dat men, reizend door het heelal, telkens weer andere sterren zou ontmoeten, een leger zonder einde.

Deze veronderstelling leidt tot merkwaardige gevolgen. Neem aan, dat wij van alle sterren *binnen* een bol met straal r een hoeveelheid straling S ontvangen, dan ontvangt men van alle sterren binnen een bol met straal ar een hoeveelheid straling aS. Want het aantal sterren is nu, bij onveranderde bezetting, a^3 maal zo groot als tevoren, terwijl wij anderzijds, door de grotere gemiddelde afstand een factor a^2 inboeten. In een oneindig heelal werkt de vergroting van a catastrofaal; men kan niet leven in een dergelijke wereld. Natuurlijk wordt de stralingsdichtheid niet on

eindig groot, want een verre ster kan schuil gaan achter een andere. Toch is elk plekje hemel met vlammende straling overgoten. En weer: zo is onze wereld niet, wij leven.

Deze problematiek vormt de naar de achttiende-eeuwse amateur-sterrenkundige H. W. M. Olbers genoemde 'paradox van Olbers', een enigszins ongelukkige betiteling. De 'paradox' betekent alleen, dat de kosmos anders is dan men dacht. Het probleem luidt nu: hoe kan de structuur zijn van een heelal waarin wij niet verschroeien?

Van de antwoorden die op deze vraag zijn gegeven, laten wij degene weg, die alleen de moeilijkheid verplaatsen, zoals de absorptie door interstellaire materie. Interessant is echter het door de Zweedse sterrenkundige C. V. L. Charlier (eind 19de eeuw) geponeerde hiërarchisch heelalmodel. Zijn bedoeling is schetsmatig weergegeven in afb. 52. Hoe verder men voortschrijdt in de rij van georganiseerde systemen, des te kleiner de gemiddelde dichtheid van de materie. Hetzelfde geldt voor de stralingsdichtheid. Zet men de rij voort tot in het oneindige, dan nadert de gemiddelde dichtheid tot nul. Olbers' 'paradox' is geëlimineerd, en wij mogen hopen, ook de moeilijkheden van het gravitatieveld te kunnen overwinnen. Maar wij blijven toch belast met een ander probleem: dat van de fysische samenhang van de grote systemen.



Afb. 52 Schematische voorstelling van het hiërarchisch heelal van Charlier.

Charliers poging werd gedaan in het begin van deze eeuw. De relativiteitstheorie zou spoedig nadien andere wegen tonen. Het denkbeeld van een hiërarchisch heelal is veel ouder. Wij noemen de filosoof Immanuel Kant en diens tijdgenoot, de fysicus J. H. Lambert. In de moderne kosmologie is voor een ver doorgevoerd hiërarchisch systeem weinig plaats meer. Zie echter deel 4, v.5.3.

Doorslaggevend is de invloed van de expansie van het heelal. Door de roodverschuiving zijn de fotonen die ons bereiken armer aan energie dan bij hun vertrek, en zij arriveren in vertraagd tempo. Daar wij juist van de verre en de zeer verre objecten de grootste bijdrage in de stralingsstroom verwachten, is dit effect van grote betekenis. In vele kosmologische modellen worden wij door de expansie van de warmtedood gered. Een contraherend heelal zou niet erg 'leefbaar' zijn. Hoe staat het met de kwantitatieve aspecten van Olbers' 'paradox'? Denken wij alle materie in het heelal gecondenseerd in sterren van dezelfde massa, lichtsterkte en afmetingen als onze zon, dan is er ongeveer één ster in 10^{63} cm^3; de doorsnede van deze ster is 10^{22} cm^2. Een willekeurige rechte lijn, met een lengte van 10^{41} cm of meer, heeft een goede kans ergens een ster te treffen. Bedenk dat 10^{41} cm $= 10^{23}$ lichtjaar! Behalve de vraag naar de afmetingen van het met sterren bezette gebied, wordt nu ook de leeftijd van belang: waren er 10^{23} jaar geleden al sterren die hun licht naar ons toe konden stralen? Maar wij hebben te veel geëist: de stralingsdichtheid in de wereldruimte is in werkelijkheid heel wat kleiner dan aan de oppervlakte van een ster! Men mag hiervoor een verhoudingsgetal 10^{12} rekenen. De straling, die werkelijk in de kosmische ruimte aanwezig is, zou dus door de thans bestaande sterren in ongeveer 10^{11} jaar kunnen worden voortgebracht. Van een duidelijk conflict met de waarneming kan men hier niet spreken. Toch blijkt het van belang kosmologische theorieën ook op dit aspect te onderzoeken.

v.3 DE GEOMETRIE VAN HET HEELAL; BESCHOUWINGEN VAN ALGEMENE AARD

v.3.1 *Fysische geometrie*

Wij hebben het bestaan, over het heelal te spreken, zonder dat de term 'niet-euclidische meetkunde' ons over de lippen is gekomen. Inderdaad was de bespreking van de expansie dringender, wat al blijkt uit het feit, dat het expansieverschijnsel reeds veertig jaar geleden werd ontdekt, terwijl wij ten aanzien van de geometrie van het heelal nog steeds in het onzekere verkeren. Toch zijn ook de geometrische problemen van grote

en principiële betekenis. Zij zijn niet van zuiver mathematische aard, maar hebben een interessante fysische achtergrond.

Wanneer wij spreken over 'fysische geometrie', bedoelen wij, dat de meetkundige betrekkingen tussen diverse fysische objecten (vaste lichamen, lichtstralen) proefondervindelijk moeten worden vastgesteld. Denken wij bijvoorbeeld aan vaste lichamen. Wij kunnen een eenvoudig experiment uitvoeren, met behulp van vierkante tegels. Dit geschiedt in twee fasen. In de eerste fase worden vorm en grootte van de tegels zelf gecontroleerd, door ze paarsgewijze in allerlei standen op en tegen elkaar te leggen. Onze gewone tegels voldoen natuurlijk aan de eisen, maar dat geldt ook voor 'bolle tegels' die zijn gesneden uit een bolschil door vier centrale vlakken. Bij 'bolle tegels' zijn de omtrekshoeken stomp!

Is alles in orde, dan volgt de tweede fase: het leggen van een tegelvloer. Bij de 'bolle tegels' mislukt dat, reeds bij een 'vloer' van twee bij twee tegels!

Wij herhalen nu het experiment met de vlakke tegelvloer, terwijl wij staan voor een kermisspiegel en daarbij het gezichtsveld zodanig beperken, dat de afbeelding omkeerbaar eenduidig is, dus dat ieder punt van het voorwerp een eigen en enig beeldpunt heeft. Voor het oog ondergaat het beeld in de spiegel allerlei zonderlinge vervormingen, maar het leggen van de vloer gaat in het spiegelbeeld feilloos. Dat het geheel op ons een zonderlinge indruk maakt, komt doordat wij van buiten af waarnemen. Een waarnemer die niets anders ziet dan de onderlinge relaties tussen de tegels, merkt geen verschil tussen de twee werelden. De 'intrinsieke' meetkunde is in beide gevallen dezelfde, namelijk euclidisch.

Laten wij nu het experiment herhalen op een vlakke tafel die wij vooraf hebben onderworpen aan een aantal manipulaties. Wij hebben de tafel namelijk van tevoren verhit, en wel zodanig, dat de temperatuur niet overal dezelfde is. Wij handhaven deze temperatuurverdeling. Zo nodig wordt het oppervlak bijgeslepen, zodat het geen deuken of zwellingen vertoont.

Nu mislukt ons experiment in de tweede fase. Hoewel de tafel vlak *schijnt* (althans voor een externe waarnemer), is de tafelmeetkunde niet-euclidisch.

In het genoemde geval zal men al gauw merken, dat tegels van ijzer het iets beter doen dan tegels van koper, zodat het voor de hand ligt de schuld te geven aan het gebruikte materiaal. Maar wat te doen, wanneer wij te maken krijgen met vervormingen die onafhankelijk zijn van de materiële gesteldheid van de tegels? Gravitatiewerkingen komen daarvoor zeker in aanmerking. Er zijn dan twee mogelijkheden. Men kan óf vasthouden aan de vervormingstheorie, óf de tegels 'nemen zoals zij zijn'

en eenvoudig vaststellen dat de onderlinge relaties tussen de tegels anders zijn dan men uit de axioma's en stellingen van de euclidische meetkunde zou verwachten. De taak is dan, een adequate niet-euclidische meetkunde te vinden. De beide beschouwingswijzen zijn in principe gelijkwaardig, maar de tweede is directer en doet geen beroep op een externe waarnemer.

v.3.2 *Zwaarte en traagheid*

De gravitatie manifesteert zich in tweeërlei gestalte. Wij kennen haar in het gewicht (G), wanneer zij optreedt in de evenwichtsvoorwaarde van een mechanisch systeem. In dit evenwicht van krachten is het gewicht uiteraard ook een kracht. Evenals bij het elektrisch analogon, kunnen wij het gewicht opvatten als het produkt van ten eerste een veldsterkte (F), die onafhankelijk is van de eigenschappen van het zware lichaam, en ten tweede een soort massa-lading m, 'zware massa' genoemd, die onafhankelijk is van structuur en herkomst van het veld. Dus:

$$G = F\mathrm{m} \qquad (3,1)$$

Anderzijds weten wij, dat voorwerpen in een gravitatieveld een zekere versnelling krijgen, dat zij 'vallen'. Neemt men aan, dat Newtons fundamentele wet (zie deel 4, v.2.1) ook geldt voor gravitatiewerkingen en dat het gewicht de drijvende kracht is, dan wordt de versnelling (g) bepaald door:

$$g = G/m \qquad (3,2)$$

De grootheid m heet 'trage massa'. Uit combinatie van de beide vergelijkingen volgt nu:

$$g = (\mathrm{m}/m)F \qquad (3,3)$$

Metingen in het laboratorium hebben geleerd, dat het aardse gravitatieveld aan alle gebruikte proefdeeltjes een even grote versnelling geeft. Dit impliceert, dat m/m voor alle proefdeeltjes even groot is. Deze experimenten controleren in feite de invariantie van de grootheid $\Phi = \Omega/g$, als Ω = middelpuntvliedende versnelling op de roterende aarde. De grootheid Ω is van zuiver meetkundige aard, en dus onafhankelijk van de aard van het proefdeeltje: als uit de metingen blijkt, dat Φ voor alle deeltjes even groot is, volgt dit ook voor g en voor m/m. Deze proeven zijn vermaard vanwege de bereikte nauwkeurigheid. Eötvös demonstreerde, ruim zestig jaar geleden, de invariantie van m/m tot op één deel op 200 miljoen, en de groep in Princeton, onder leiding van Dicke, drong in 1961 de onzekerheidsmarge terug tot 10^{-11}.

Er is dus veel te zeggen voor de hypothese dat m/m een algemene

natuurconstante is, en wij kunnen deze constante op de waarde één normeren, zoals trouwens algemeen gebruik is.

De gelijkheid van trage en zware massa was reeds geïncorporeerd in de theorie van Newton: men denke, behalve aan de vrije val, ook aan de harmonische wet van Kepler! Lange tijd gold deze gelijkheid als een curiosum, waaraan geen verdere consequenties zijn verbonden. Dit is nu wel heel anders geworden.

Einstein onderwierp de relatie tussen 'traagheid' en 'zwaarte' aan een grondig onderzoek. Bij onze toelichting maken wij graag gebruik van een door Einstein gegeven illustratiemiddel, de vrij in de wereldruimte zwevende 'liftkooi' die overigens als fysisch laboratorium is ingericht en bemand.

De waarnemers in de kooi willen een onderzoek instellen naar het bestaan van kosmische krachtvelden. Aangenomen wordt, dat de kooi zo klein is, dat de kosmische velden waar het om gaat, door de waarnemers binnen de kooi slechts als homogene velden kunnen worden ervaren.

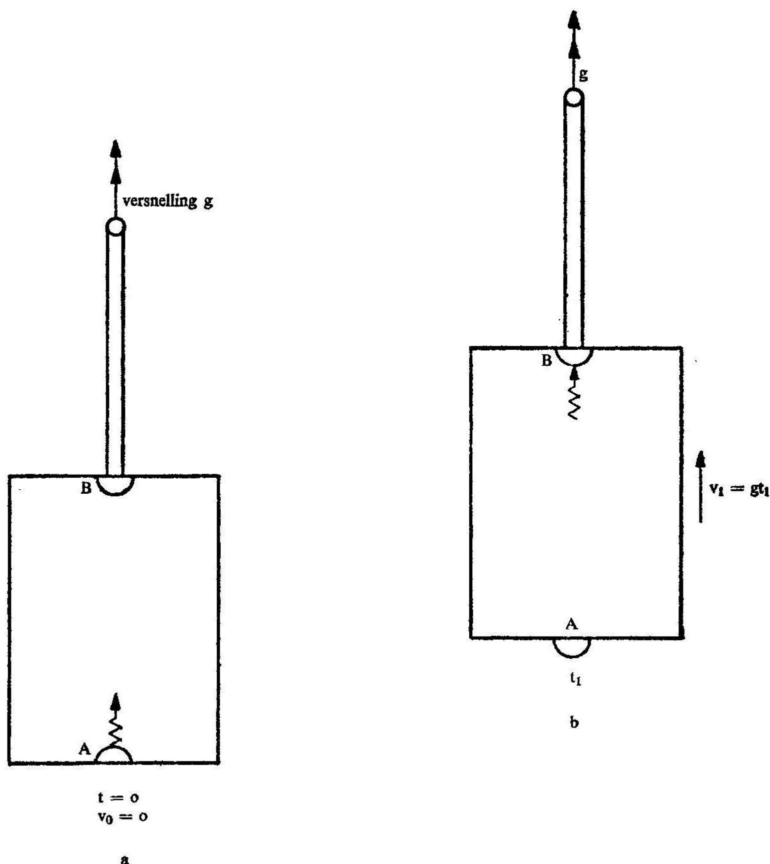
Met de elektrische velden zijn zij gauw klaar. Proefdeeltjes worden door deze velden verschillend beïnvloed, en elektrisch neutrale deeltjes in het geheel niet. Met behulp van de relatieve versnellingen kunnen de onderzoekers dus een eventueel elektrisch veld op het spoor komen.

Heel anders staat het met de gravitatie. In een homogeen gravitatieveld krijgen alle lichamen binnen de kooi dezelfde versnelling als de kooi zelf, zodat alle *relatieve* versnellingen gelijk aan nul zijn. Zolang de kooi vrij zweeft, heeft een homogeen gravitatieveld geen enkel kenbaar effect.

Einstein introduceert nu een gespierde demon die de kooi in eenparig versnelde beweging 'omhoog' trekt. Meteen verandert het beeld. De waarnemer in de kooi voelt, hoe hij tegen de vloer wordt gedrukt. Alle voorwerpen die binnen de kooi vrij rondzweefden, naderen nu de vloer in eenparig versnelde beweging, en voor al deze voorwerpen is de versnelling even groot.

Natuurlijk kunnen al deze effecten worden verklaard als weerspiegeling van de omhoog gerichte eenparig versnelde beweging van de kooi. Blijkbaar bewegen de proefdeeltjes in overeenstemming met de 'wet van de traagheid' die zegt dat een deeltje waarop geen krachten werken, in zijn (eenparig rechtlijnige) beweging volhardt. Alleen de kooi zelf ondervindt een kracht, maar heeft dan ook een versnelde beweging.

Maar er is ook een andere interpretatie mogelijk. De waarnemers binnen de kooi kunnen denken dat deze is opgehangen in een homogeen gravitatieveld. Dan kunnen zij zeggen dat alle voorwerpen binnen de kooi, als gevolg van hun eigen zwaarte, omlaag vallen. Alleen de kooi zelf



Afb. 53 Einsteins 'ruimtelift'. Roodverschuiving en gravitatie.

valt niet, omdat hij is opgehangen.

Wij stellen de demon op non-actief, en laten de kooi weer 'vrij zweven'. Wij kunnen zeggen, dat kooi en inhoud volharden in een eenparig rechtlijnige beweging, zodat zij 'gehoorzamen' aan de 'wet van de traagheid'. Wij kunnen ook zeggen, dat zij vrij vallen in een kosmisch gravitatieveld. Het is onmogelijk geworden, een reëel verschil aan te wijzen tussen deze beide interpretaties.

Wij moeten nu even terugkomen op het begrip 'inertiaalsysteem', dat in deel 4, v.2.2 is genoemd, maar dat nog niet goed uit de verf kwam.

De 'vrij in de ruimte zwevende liftkooi' zullen wij – als hij niet roteert – zeker als een inertiaalsysteem beschouwen, onverschillig hoe wij denken over de eventuele aanwezigheid van een kosmisch gravitatieveld. De vraag, of een gegeven referentiesysteem een inertiaalsysteem is of niet, kan nu worden onderzocht aan de hand van de bewegingen binnen het systeem, waardoor een beroep op de 'grote afstand tot andere materie' overbodig is geworden. Dit betekent, dat het aantal inertiaalstelsels ontzaglijk is toegenomen, wat van belang is, omdat in al deze systemen de 'fysica van de absolute ruimte' geldt. Ook kunnen wij langs deze weg nieuwe verschijnselen op het gebied van de gravitatie op het spoor komen.

Wij denken in de eerste plaats aan de invloed van een gravitatieveld op golflengte en trillingsgetal van spectrale lijnen (afb. 53), de zogenoemde 'gravitatie-verschuiving' (Einstein).

Wij beginnen met een vrij zwevende liftkooi, maar op het tijdstip $t = 0$ begint de demon te trekken (versnelling g). Op hetzelfde moment zendt waarnemer A (vloer) een monochromatisch signaal van bekende atomaire oorsprong naar B (dak). Op het tijdstip t_1 waarop het signaal arriveert, bezit B een snelheid $v = gt_1$ ten opzichte van het oorspronkelijke inertiaalstelsel. B's waarneming van het signaal is nu beïnvloed door het doppler-effect. Wanneer de lijnverplaatsing wordt aangeduid door $\Delta\lambda$, dan is $\Delta\lambda/\lambda = v/c = gt_1/c$ (in niet-relativistische benadering, wat voor ons ogenblikkelijk doel voldoende is). Is de hoogte van de kooi gelijk aan h, dan is $t_1 = h/c$, dus

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{gh}{c^2} \qquad (3,4)$$

In de tweede interpretatie laten wij op het tijdstip $t = 0$ een homogeen gravitatieveld ontstaan. In dit tweede beeld is er geen doppler-effect (de kooi blijft rustig op zijn plaats), maar toch moet de golflengteverandering ook nu plaatsvinden. Blijkbaar moeten wij deze verandering nu zien als een gravitatiewerking. Wij schrijven nu $\Delta\Phi = gh$ (potentiaalverschil) en vinden, direct uit vergelijking (3,4):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\Phi}{c^2} \qquad (3,5)$$

Dit is de formule voor de 'gravitatie-verschuiving'.

De gravitatie-verschuiving verschilt in enkele opzichten van het normale doppler-effect voor eenparige bewegingen. In de eerste plaats zijn er in de versnelde kooi geen relatieve verplaatsingen. De afstand vloer-dak in de kooi blijft onveranderd, zoals A en B desgewenst door directe meting kunnen verifiëren. Ook het directe resultaat van de golflengtebepalingen

is verschillend. Bij het gewone doppler-effect zien beide waarnemers hetzelfde: óf beide een roodverschuiving (bij verwijdering), óf beide een violetverschuiving (nadering). De vraag: 'wiens lamp is nu werkelijk het roodst,' kan niet worden beantwoord. Bij het gravitatie-effect daarentegen ziet de ene waarnemer een roodverschuiving, de andere een violetverschuiving. Zij zijn het erover eens, dat de lamp op de vloer het roodst is.

De experimentele bevestiging van de gravitatie-verschuiving is moeilijk geweest. De astronomische controle heeft, vooral door contaminatie met verschuivingen van andere oorsprong, nog net niet de nauwkeurigheid bereikt, die eigenlijk nodig zou zijn, al kan van een bevestiging in algemene zin worden gesproken. Moderne experimentele technieken, gebaseerd op het Mössbauer-effect, hebben het nu mogelijk gemaakt, zeer kleine golflengteverschillen te meten. Als gevolg daarvan heeft men nu het bestaan van de gravitatie-verschuiving kunnen aantonen door metingen op verschillende verdiepingen van een fysisch laboratorium te vergelijken.

v.3.3 *Het tijd-ruimte-continuüm van de speciale relativiteitstheorie*

De begrippen 'ruimte' en 'tijd' vervullen in de kosmologie uiteraard een zeer belangrijke taak. Wij zullen daarom, alvorens tot de bespreking van de eigenlijke kosmologische problemen over te gaan, de discussie van het ruimte-tijd-begrip tot een zekere afsluiting brengen.

Wij hebben in deel 4, v.2.1 al even gesproken over de ruimte als referentiesysteem. Hierdoor wordt een relatie tot stand gebracht tussen de ruimte en de materiële inhoud ervan. Maar deze relatie is onvolledig. Wij spreken immers niet over starre, geometrische vormen, maar over een wereld in beweging en in ontwikkeling. Wij moeten daarom van het enkele ruimtebeeld opklimmen tot beschrijving in ruimte en tijd. De elementen van het vierdimensionale ruimte-tijd-continuüm moeten ook in de naamgeving worden onderscheiden van de 'punten' in de ruimte. Einstein sprak van 'Ereignis' of van 'event'. Wij vertalen dit als 'voorval'. Soms ook gebruiken wij de term 'wereldpunt' als synoniem.

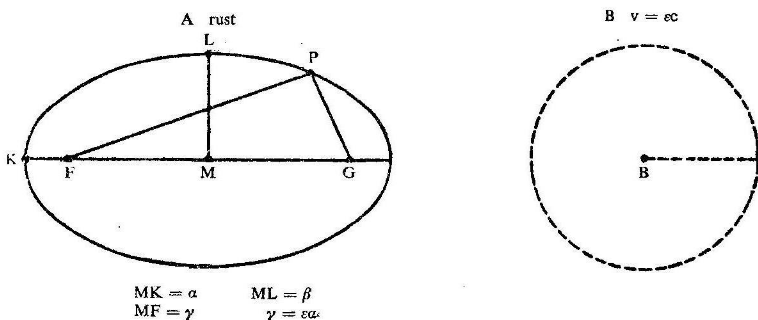
In het dagelijks leven hanteren wij 'ruimte' en 'tijd' als scherp gescheiden begrippen. In onze huiselijke gedachtenwereld is 'tijd' heel iets anders dan 'ruimte'. Wij kunnen ons in de ruimte verplaatsen, maar in de tijd 'worden wij verplaatst'. Wij menen de ruimte te kunnen overwinnen, maar de tijd overwint ons.

De opeenvolging: 'vroeger, nu, later' staat in nauwe relatie met de causaliteit. De positie van het begrip 'gelijktijdigheid' schijnt hierdoor vrijwel onaantastbaar. Toch is dit één van de punten waar Einsteins kritiek aangreep. Volgens de moderne fysische opvattingen is een pro-

bleem pas dan goed gesteld, wanneer men een in principe uitvoerbaar experiment (of gedachtenexperiment) kan aangeven, waardoor het antwoord op de gestelde vraag kan worden gevonden. Het bleek uit Einsteins analyse, dat de rij 'vroeger, nu, later' niet altijd verifieerbaar is, en dan moet worden vervangen door: 'vroeger, onbeslisbaar, later', waarbij het 'onbeslisbaar' van principiële aard is, en verband houdt met de ruimtelijke scheiding van de voorvallen die men wil vergelijken. En zodoende wordt dan toch 'de ruimte' in het tijdsbegrip betrokken!

Zoals bekend, was het experiment van Michelson en Morley een belangrijk uitgangspunt van de speciale relativiteitstheorie. Uit deze proef bleek, dat de snelheid van het licht onafhankelijk is van de richting waarin het zich voortplant.

Dit resultaat zou niet schokkend zijn geweest, wanneer het de vrucht was van één enkele proefneming. Men had dan kunnen zeggen dat, toevalligerwijze, de experimentator in rust verkeerde ten opzichte van de 'wereldether', het hypothetische medium waarin het licht geacht werd zich voort te planten. Maar herhaling van het experiment in verschillende jaargetijden, bij verschillende bewegingstoestanden van de aarde dus (men denke aan de beweging van de aarde om de zon!), bewees dat het resultaat van de proef universele geldigheid bezit. Telkens weer bleek, dat de voortplanting van het licht ten opzichte van de experimentator



Afb. 54 De Lorentztransformatie geïllustreerd aan een holle spiegel. In de tijd dat het licht de weg FPG (langs willekeurig punt P van de spiegel) aflegt, beweegt B van F naar G. Als hij reeds heeft ontdekt dat de voortplanting van het licht in zijn meetsysteem isotroop is (de proef van Michelson en Morley moet reeds eerder zijn uitgevoerd), kan hij op legitieme wijze de 'ware' vorm van de spiegel bepalen (momentopname van bewegend object). Vergelijking van de bepalingen door A en door B toont de 'relativistische effecten'.

isotroop is. Van enige invloed van de 'etherwind' (beweging van waarnemer en/of lichtbron ten opzichte van de wereldether) bleek niets te bespeuren.

Wat zijn nu de consequenties van de isotropie van de voortplanting? Wij gebruiken dezelfde methode van onderzoek als in deel 4, v.2.4. Wij denken ons twee experimentatoren, A en B, in relatieve (eenparige rechtlijnige) beweging. Ieder van hen denkt zich in rust ten opzichte van de wereldether, waartoe hij een zeker recht bezit, op grond van de experimenteel geverifieerde isotropie van de voortplanting van het licht.

A beschikt over een enorme spiegel, in de vorm van een verlengde omwentelingsellipsoïde, en rustend in het systeem van A (afb. 54). Deze spiegel zal dienen als standaard, en moet A en B in staat stellen, hun meetsystemen te beproeven en te vergelijken. Alles speelt zich af in het inwendige van de spiegel.

In het ene brandpunt F wordt een ongerichte monochromatische lichtflits uitgezonden. De stralen worden teruggekaatst tegen de binnenkant van de spiegel en komen samen in het tweede brandpunt G. Uit de optica weten wij, dat de afbeelding van brandpunt tot brandpunt volkomen scherp is. De gelijke lengte van de lichtwegen, $FP + PG = 2a$ (P is een willekeurig punt van de spiegel, a de halve grote as), staat hiermee in nauw verband.

Deze gelijkheid moet worden geëist op fysische gronden: de theorie van de beeldvorming en de golftheorie van het licht, die eist dat trillingen die in gelijke fase zijn vertrokken, slechts dan een scherp beeld kunnen geven, wanneer zij ook in gelijke fase aankomen. Bij de geometrische uitwerking van deze conditie wordt uitdrukkelijk gebruik gemaakt van de istropie van de voortplanting van het licht.

Door gebruik te maken van deze isotropie, kan nu ook de verzameling van de omkeerpunten (P) van de lichtstralen worden gevonden. Wij komen terug op de reeds bekende eis $FP + PG = $ constant. Deze conditie bepaalt de ons reeds bekende omwentelingsellipsoïde.

Voor A zelf was deze nieuwe bepaling van de hem reeds bekende vorm van de spiegel misschien overbodig, want daar de spiegel in zijn systeem in rust verkeert, staan hem wel andere meetmethoden ter beschikking. Wel kan A de proef beschouwen als controle op de isotrope voortplanting van het licht.

Waarnemer B zal moeilijkheden verwachten bij de bepaling van de vorm van de spiegel die voor hem een bewegend object is. Deze moeilijkheid kan echter worden omzeild door een kunstgreep toe te passen. B kiest zijn beweging zodanig, dat hij tegelijk met de lichtflits uit F vertrekt en in G aankomt. Dit is in principe mogelijk, omdat B de rechte

weg van F naar G kan kiezen, terwijl het licht de omweg langs het spiegeloppervlak moet nemen. Begin- en eindpunt van deze bewegingen zijn nu vastgelegd in ruimte en in tijd, en kunnen als de 'voorvallen' Φ en Ψ worden aangeduid.

B, die zichzelf als rustend mag beschouwen (geen etherwind), stelt vast dat de voorvallen Φ en Ψ plaatsvinden in een en hetzelfde ruimtepunt. Hij is immers bij beide aanwezig! Hij kan nu, op geheel dezelfde wijze als A, de verzameling van de omkeerpunten van de stralen bepalen. Deze verzameling blijkt nu een bol te zijn, met B als middelpunt, en met straal β. Nu waren die omkeerpunten gelegen op de spiegel, maar wij moeten er ons rekenschap van geven, dat de spiegel beweegt in het systeem van B. In het hier gekozen speciale geval is dit bezwaar niet van betekenis, omdat de terugkaatsing van alle lichtstralen op hetzelfde tijdstip gebeurt, althans in het door B gebruikte meetsysteem. B heeft dus als het ware een momentopname van de spiegel gekregen, en beschouwt op grond daarvan de door hem geconstateerde gedaante als de 'ware'.

De lezer, die de gedachtengang tot hier heeft gevolgd en bewust heeft aanvaard, zal nu zien hoe de ruimte-tijd-transformaties die aan de speciale relativiteitstheorie ten onrechte een roep van onbevattelijkheid – en erger – hebben gegeven, in afbeelding 54 tot directe aanschouwelijkheid worden gebracht.

1 B constateert dat de reflecties aan de spiegelwand gelijktijdig plaatsvinden. A ontkent dit: de lichtwegen FP en PG zijn voor hem niet van gelijke lengte. Dit illustreert de *relativiteit van de gelijktijdigheid.*

2 Volgens B is de 'looptijd' van de signalen $2\beta/c$, en dus korter dan de door A gevonden waarde. De verhoudingsfactor is $\beta/\alpha = \sqrt{(1 - \varepsilon^2)}$, waarin $\varepsilon = \gamma/\alpha$ de numerieke excentriciteit van de ellipsoïde is. Daar, ten opzichte van het bestudeerde object (de spiegel), B het bewegende systeem is, kunnen wij zeggen dat de klok van B 'te langzaam' loopt. Hadden wij B toegerust met een rustende spiegel, en deze als standaard gebruikt, dan was onze conclusie de omgekeerde geweest. Deze bewering is minder paradoxaal dan men zou denken. Voor waarnemer B vinden de voorvallen Φ en Ψ plaats in hetzelfde punt van de ruimte. Hij leest de bijbehorende tijdstippen af op één enkele klok. Maar voor A vallen Φ en Ψ niet ruimtelijk samen. Het tijdsverloop wordt bepaald door aflezing van twee verschillende klokken. Hier wordt dus ook de synchronisatie van de klokken van belang. Dat hierbij meningsverschillen kunnen ontstaan, is bij de bespreking van de gelijktijdigheid wel gebleken.

In de literatuur wordt het vaak zo gesteld, alsof de waarnemers de vertraagde klokgang bij de tegenspeler 'zien'. Men hoede zich daarvoor. Wanneer een waarnemer C rechtstreeks kijkt naar D die hem nadert,

ziet hij – wanneer C en D fysisch gelijkwaardige monochromatische lichtbronnen hanteren – een naar het violet gerichte doppler-verschuiving in het spectrum van D, dus een te snelle gang van D's klok. Bij verwijdering wordt het een roodverschuiving, dus een te trage klokgang. Pas wanneer men ertoe overgaat, de waargenomen verschuivingen aan een theoretisch onderzoek te onderwerpen, waarbij de bekende niet-relativistische effecten als doppler-effect en aberratie door berekening worden geëlimineerd, komen de zogenoemde relativistische effecten voor den dag. De meeste zogenoemde relativistische paradoxen komen voort uit een miskenning van deze situatie. Maar dit valt buiten het bestek van deze bijdrage.

3 De halve grote as van de spiegel was gelijk aan α in het meetsysteem van A, maar B stelt hem op β. Bewegende waarnemers concluderen tot een verkorting van de afstanden die in de bewegingsrichting liggen. De verkortingsfactor is even groot als bij de tijdsbepalingen.

4 De verkortingsfactor kan worden uitgedrukt in de snelheid (v) van de bewegende waarnemer. Deze legt een afstand 2γ af in de tijd waarin het licht zich over een afstand 2α voortplant. Dus is $v/c = \gamma/\alpha = \varepsilon$ en de verkortingsfactor krijgt de bekende gedaante $\sqrt{(1 - v^2/c^2)}$.

5 Als A en B het nergens over eens worden, is een objectieve natuurbeschrijving onmogelijk. Wij zoeken daarom naar 'invarianten'. De twee voorvallen Φ en Ψ hebben volgens A een ruimtelijke afstand $\Delta r = 2\gamma$ en een afstand in de tijd $\Delta t = 2\alpha/c$. Volgens B zijn de overeenkomstige grootheden $\Delta r' = 0$ en $\Delta t' = 2\beta/c$. Wij schrijven nu:

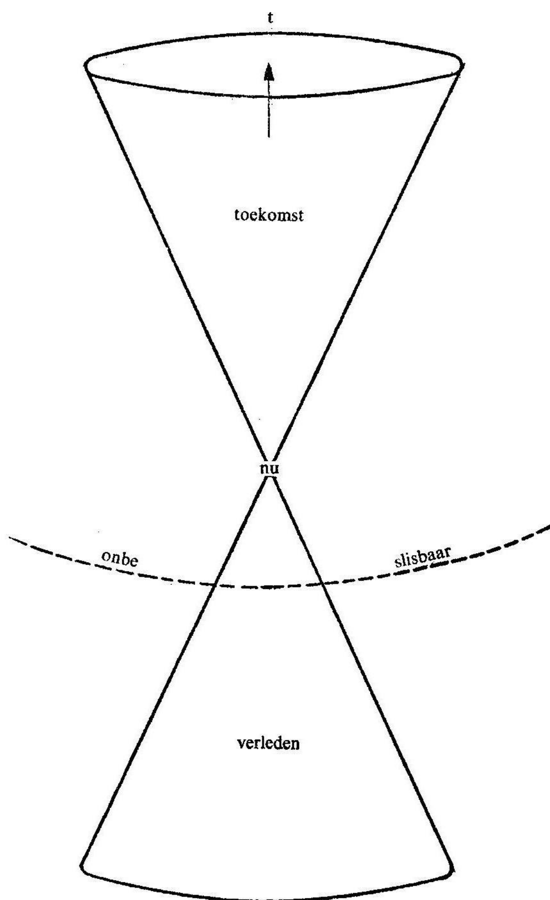
$$(\Delta s)^2 = -(\Delta r)^2 + c^2 (\Delta t)^2 \qquad (3,6)$$

en overeenkomstig voor B. De grootheid r representeert hier de (driedimensionale) ruimtelijke afstand. Omdat de snelheid van een bewegend materieel punt kleiner is dan c, is de door vergelijking (3,6) gedefinieerde $(\Delta s)^2$ positief. Wij zullen Δs zelf ook positief kiezen.

Met de gegeven waarden voor Δr, enzovoort ,vinden wij nu $\Delta s = \Delta s' = 2\beta$. De grootheid Δs, het 'interval' of (synoniem) het 'lijnelement', is dus de gezochte invariant: hij heeft in beide meetsystemen dezelfde waarde en kan daarom gebruikt worden als basis voor een overkoepelende theorie.

Wat betekent het 'interval' fysisch? Voor waarnemer B die de voorvallen Φ en Ψ alleen in de tijd gescheiden ziet, geldt $\Delta s' = c\Delta t'$. Voor deze waarnemer die beide voorvallen in zijn rustsysteem ziet gebeuren, is $\Delta s'$ geworden tot een tijdaanduiding, en wel zijn 'eigen tijd'. Wil men dit aspect accentueren, dan kan men schrijven: $\Delta s' = c\Delta\tau'$, en τ' als 'eigentijd' aanduiden.

Het 'interval' is het centrale begrip van de relativiteitstheorie. Dat zal nog nader blijken. Het is in zekere zin het vierdimensionale analogon van het begrip 'afstand' in de driedimensionale ruimte. Van belang is dat het interval, evenals het ruimtelijke analogon, wordt gemeten langs de rechte lijn die Φ en Ψ verbindt. Legt men de verbinding anders, dan blijkt de numerieke waarde van Δs, of van $\Sigma \Delta s$ kleiner te worden. De rechte lijn tussen de twee voorvallen Φ en Ψ is de symbolisering van de eenparig rechtlijnige beweging. Langs de lichtstraal is $dr/dt = c$, en $ds = 0$.



Afb. 55 De vierdimensionale tijd-ruimte.

Vergelijking (3,6) geeft ons aanleiding, nog eens terug te komen op de causaliteit. Wij gaan uit van een voorval O, dat onder meer bestaat uit de uitzending van een lichtsignaal vanuit één ruimtepunt in alle richtingen. De afbeeldingen van de lichtstralen in de tijdruimte zijn rechte lijnen, uitgaande van O en verlopend volgens de vergelijking $r = ct$ (afb. 55 geeft een tweedimensionale doorsnede). Alle wereldpunten die zijn gelegen op de desbetreffende kegelmantel, vangen de in O uitgezonden straling rechtstreeks op.

Materiële punten kunnen slechts bewegen met een snelheid kleiner dan c, en hun tracé in ons diagram, hun 'wereldlijn', ligt geheel binnen de lichtkegel. Causale werkingen, uitgaande van O, kunnen alleen verwacht worden binnen en op deze zogenoemde 'toekomstkegel'. Omgekeerd kan het voorval O zelf alleen invloeden hebben ondergaan van voorvallen binnen of op de kegel van het verleden, de tegenhanger van de toekomstkegel.

Voor de wereldpunten in het overblijvende deel van de tijdruimte geldt $r > ct$, en het interval dat hen met O verbindt, wordt imaginair. Tussen de door deze punten gesymboliseerde voorvallen en O bestaat geen directe causale relatie. (Wél een indirecte relatie, aangezien zij een ten dele gemeenschappelijk verleden hebben.) Voor deze wereldpunten moet de vraag 'vroeger' of 'later' onbeantwoord blijven. Het zijn de gebeurtenissen die 'ongeveer nu' plaatsvinden op verre sterren.

v.3.4 *Meetkunde en gravitatie*

Gravitatievelden doordringen de gehele kosmos. Waarnemers in een 'vrij zwevende liftkooi' zullen daar weinig van merken (deel 4, v.3.2). Ten aanzien van alle verschijnselen die zich binnen de kooi afspelen, kan hij als een inertiaalstelsel worden beschouwd. Een voorwerp binnen de kooi, waarop geen specifieke krachten werken, heeft een eenparig rechtlijnige beweging.

Het zou heel eenvoudig zijn, wanneer wij met deze lokale inertiaalstelsels konden volstaan. Maar beschouw nu het gravitatieveld van de zon. Aan een in letterlijke zin 'vallend' referentiesysteem is geen lang leven beschoren. Ook 'kooien' die in een cirkelvormige Keplerbaan rondom de zon bewegen, kunnen niet tot een aaneensluitend meetsysteem worden verenigd, omdat de in verschillende vlakken gelegen banen elkaar snijden en omdat de omloopstijden verschillend zijn. Oorspronkelijk glad verlopende coördinaatlijnen zouden al gauw tot een verward kluwen zijn opgerold.

Wat wij wél kunnen doen, is de liftkooien in het gravitatieveld 'ophangen', zoals wij in deel 4, v.3.2 hebben gedaan. Op deze wijze kunnen

wij een bruikbaar coördinatenstelsel opbouwen. Wij moeten dan voor lief nemen, dat in dit nieuwe, wereldomvattende stelsel de lengte- en tijdmaten verschillen van de lokaal gebruikelijke. Wij zijn in een soortgelijke situatie als in deel 4, v.3.1, toen wij over de meetkunde van het verhitte tafelblad spraken. Alleen is het agens voor de vervormingen niet de temperatuur, maar de gravitatiepotentiaal, en daardoor onafhankelijk van de fysische gesteldheid van de ruimtevulling.

De wereldmeetkunde is dus niet-euclidisch. Dit komt tot uiting in de mathematische uitdrukking voor het interval, die nu niet meer de eenvoudige gedaante heeft van vergelijking (3,6), maar waarin coëfficiënten optreden die functies zijn van ruimte- en tijdcoördinaten. Deze coëfficiënten zijn te beschouwen als gravitatiepotentialen. Zie ook de bespreking van de gravitatie-verschuiving in deel 4, v.3.2, waar bleek dat de vertraging van de klokgang wordt bepaald door de gravitatiepotentiaal.

De meest algemene uitdrukking voor ds^2 bevat tien verschillende termen: vier zuiver kwadratische (met dx^2, dy^2, dz^2 of dt^2 als factor) en zes gemengde (met $dx.\,dy$,$dz.dt$, enzovoort). In de Newtonse approximatie is er slechts één potentiaalfunctie die, door middel van de vergelijking van Poisson (2,10), uit de dichtheidsverdeling van de materie kan worden berekend. De tien relativistische potentialen kunnen natuurlijk niet uit één enkele grootheid worden afgeleid. Behalve met de materie*dichtheid*, moet men nu ook rekening houden met de *beweging* van de materie: zowel met de macroscopische als met de microscopische beweging. Misschien is dit nog niet genoeg: ook de microscopische krachtvelden – zowel elektromagnetische als nucleaire – zullen wel een bijdrage leveren. Maar hier komen wij in nog bijna onontgonnen gebied. Wij beschikken nog niet over de 'unified field theory' die dit alles zou omvatten. Dit kan van belang worden in toestanden van hoge dichtheid.

Hoe het zij: de tien gravitatiepotentialen moeten worden afgeleid uit de 'vulling' van de ruimte met (bewegende) materie. Het verband tussen deze grootheden is gegeven door de 'veldvergelijkingen' van Einstein, de equivalenten van de vergelijking van Poisson. Het probleem is zo ingewikkeld, dat men tot nu toe slechts voor zeer eenvoudige en sterk geschematiseerde gevallen oplossingen heeft gevonden.

De uitdrukking voor het kosmologisch lijnelement kan dus in principe worden afgeleid uit de veldvergelijkingen van Einstein. Maar daarmee is onze taak niet ten einde. Wij willen, ook en vooral, de theoretische beschouwingen confronteren met de waarnemingen.

Wij moeten dan bedenken, dat een waarnemer nooit werkt in kosmische coördinaten, maar in een lokaal inertiaalsysteem of in een ander, daaraan nauw verwant stelsel. Er moet dus worden vertaald: van lokaal systeem

naar wereldcoördinaten en vice versa. Daarbij moet men voorzichtig te werk gaan. Het is heel goed mogelijk, dat het resultaat afhangt van de details van de meetprocedure. Men moet daarom de meetprocedure ontleden in opeenvolgende elementaire handelingen waarvoor scherpe mathematische omschrijvingen kunnen worden gegeven. Anders gezegd: wij moeten operationele definities opstellen voor alle daarvoor in aanmerking komende grootheden. Een tekort aan zorgvuldigheid op dit punt kan alles bederven.

Een waarnemer die zich bezighoudt met de studie van zeer ver verwijderde objecten, moet dus weten hoe lokaal gedefinieerde grootheden kunnen worden uitgedrukt in wereldcoördinaten en omgekeerd. Dit geldt voor beide einden van de wereldlijn van het signaal, omdat ook de fysische eigenschappen van de bron pas herkenbaar worden, wanneer zij in lokale coördinaten worden uitgedrukt.

Om het transport van het signaal door de wereldruimte te beschrijven, moet men feitelijk ook de lokale coördinaten te hulp roepen. Gaat het, bijvoorbeeld, om de beweging van een proefdeeltje dat slechts aan gravitatiekrachten is onderworpen, dan is de beweging in een lokaal inertiaalsysteem eenparig rechtlijnig. Deze conditie kan op invariante wijze worden geschreven, bijvoorbeeld door gebruik te maken van de maximaliteitseigenschap van het geïntegreerde lijnelement, en kan dan in wereldcoördinaten worden overgebracht. Dit leidt tot de kennis van de zogenoemde 'geodetische lijnen' in het tijdruimte-continuüm.

Het is nu wel gebleken, dat het interpreteren van een signaal van een verre kosmische bron geen eenvoudige zaak is, zelfs al beschikt men over alle noodzakelijke gegevens omtrent het transport van het signaal. In werkelijkheid is onze positie veel ongunstiger, omdat wij de geometrische eigenschappen van de kosmische tijdruimte niet kennen: het behoort immers juist tot de opgaven van de kosmologie, deze structuur te onderzoeken.

v.4 HET HEELAL IN DE PASKAMER

v.4.1 *Het heelal van Einstein*

In deel 4, v.2 hebben wij gesproken over de principiële moeilijkheden waarop de klassieke kosmologie is gestuit, en hebben wij tevens aangegeven, dat er hoop is, door de studie van de expansie van het heelal uit de impasse te geraken. In werkelijkheid ging de eerste poging in een geheel andere richting. Het was Einsteins vermaarde theorie van het eindig, maar onbegrensd heelal.

In Einsteins theorie (1917) staat het gravitatieveld in direct verband met

een positieve kromming van de ruimte, die dan in zichzelf gesloten is, zoals ook de cirkel en het oppervlak van een bol in zichzelf gesloten zijn. Einsteins heelal is statisch. In zijn wereld zijn de moeilijkheden met het gravitatieveld overwonnen, dank zij de eindige massa, maar de 'paradox van Olbers' (deel 4, v.2.6) blijft in principe bestaan, omdat de energie die door de sterren in de loop van hun leven is uitgestraald, zich in de eindige ruimte die dit model biedt, blijft ophopen. Over fysische beperkingen, en een mogelijke eindige ouderdom van het heelal, zegt deze theorie immers niets.

Het heelal van Einstein is in evenwicht, dank zij de kosmologische afstoting die de gravitatiekrachten in evenwicht houdt (deel 4, v.2.3). Uit de theorie volgt, dat

$$1/R^2 = 4\pi G\varrho/c^2, \quad \Lambda = 4\pi G\varrho \text{ (Einstein-heelal)} \qquad (4{,}1)$$

Met een ruw geschatte waarde voor de dichtheid $\varrho = 1{,}6 \times 10^{-30}$ (deel 4, v.1.3) wordt $R = 2{,}6 \times 10^{28}$ cm $= 2{,}8 \times 10^{10}$ lichtjaar $=$ 8500 Mpc (megaparsec). Dit is ongeveer honderd maal de afstand van de Comacluster van sterrenstelsels.

De totale massa van het Einstein-heelal is $2\pi^2R^3\varrho$, of $5{,}6 \times 10^{56}$ gram, $3 \times 10^{23} \times$ de massa van de zon, een biljoen (10^{12}) sterrenstelsels.

Niet-statische modellen

De mathematicus Friedmann en, onafhankelijk van hem, zijn vakgenoot G. Lemaître hebben een grote uitbreiding gegeven aan de kosmologische toepassingen van de algemene relativiteitstheorie, door niet-statische modellen in hun beschouwingen te betrekken. Zij handhaafden de ruimtelijke symmetrie.

Enkele belangrijke en interessante eigenschappen van deze modellen komen al tot uiting, wanneer men een klein stukje van het heelal apart beschouwt in Newton-benadering.

Wij gebruiken een inertiaalstelsel, gedragen door een willekeurig wereldpunt O. Afstanden vanuit O noemen wij r. Voor een object dat meegaat in de expansie van het heelal, is $r/R = u =$ constant in de tijd. De kosmische versnelling bedraagt (deel 4, v.2.3):

$$g = \ddot{r} = -\frac{4\pi}{3} G\varrho r + \frac{\Lambda}{3} r \qquad (4{,}2)$$

Daar r/R tijdens de expansie niet verandert, volgt nu ook:

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi}{3} G\varrho R + \frac{\Lambda}{3} R \qquad (4{,}3)$$

een betrekking waarin geen lokale grootheden meer voorkomen. In vergelijking (4,3) komen R en ϱ als veranderlijke grootheden voor. De laatste kunnen wij elimineren, als:

$$\frac{4\pi}{3}\varrho R^3 = M = \text{constant} \tag{4,4}$$

Substitutie van vergelijking (4,4) in (4,3) levert nu:

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2} + \frac{\Lambda}{3}R \tag{4,5}$$

en integratie:

$$\tfrac{1}{2}\dot{R}^2 = \frac{GM}{R} + \frac{\Lambda}{6}R^2 - \tfrac{1}{2}kc^2 \tag{4,6}$$

De laatste term in vergelijking (4,6) is een integratieconstante die echter met behulp van de relativiteitstheorie kan worden berekend. Het blijkt dat in een eindig heelal $k = +1$.

Terloops merken wij op, dat M niet de totale massa van het heelal voorstelt, wel daarmee evenredig is. Het 'volume' van het heelal in de niet-euclidische 'hypersferische' gedaante is namelijk gelijk aan $V = 2\pi^2R^3$.

Vergelijking (4,6) toont, dat de expansie van het heelal aan grenzen is gebonden. Kiest men een model $\Lambda = 0$, dan wordt $\dot{R} = 0$ als $R = 2GM/c^2$. Is de expansie eenmaal tot stilstand gekomen, dan volgt een steeds sneller gaande contractie, en een catastrofale ineenstorting. Kiest men Λ positief, en groter dan de waarde die bij het statische heelal van Einstein zou passen, dan wordt ook onbegrensde expansie mogelijk.

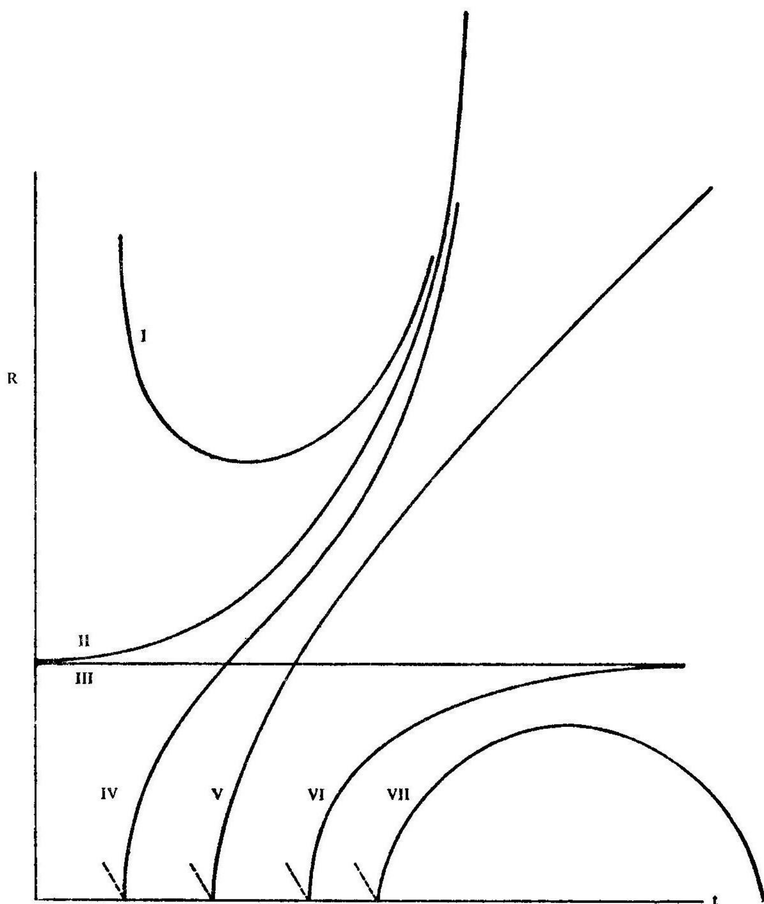
Uit vergelijking (4,6) volgt, na deling door R^2:

$$\tfrac{1}{2}H^2 = \frac{4\pi}{3}G\varrho + \frac{\Lambda}{6} - \tfrac{1}{2}\frac{kc^2}{R^2} \tag{4,7}$$

De grootheden $H = \dot{R}/R$ en ϱ zijn in principe bekend uit waarnemingen. Neemt men voor ϱ alleen de zichtbare materie in aanmerking, dan valt de ϱ-term in het niet ten opzichte van de expansieterm in het linkerlid. Dit dwingt, als $k = 1$, tot het aanvaarden van een grote positieve waarde van Λ. Zonder Λ-term gaat het niet, tenzij ten minste zevenennegentig percent van de materie zich aan de waarneming heeft onttrokken. Dat laatste is wel mogelijk.

Verwaarloost men de ϱ-term geheel en al, dan komt men tot een 'leeg' model, een heelal zonder materie, behalve enkele kleine proefdeeltjes, zoals door W. de Sitter is bestudeerd.

Heckmann heeft erop gewezen, dat de moeilijkheden en tegenstrijdigheden van de Newtonse kosmologie veel minder dreigend zijn geworden, dank zij de introductie van niet-statische, vooral expanderende modellen. Dit maakt de beperking tot eindige modellen overbodig. Naast de 'sferische' modellen komen dan de 'hyperbolische' die behoren bij een ruimte van negatieve kromming. In deze modellen geldt $k = -1$. Het is moeilijk, zich van een dergelijke ruimte een gedachtenbeeld te maken. Bij de bol was dat gemakkelijker. Op de bol is de omtrek van een cirkel



Afb. 56 De expansiegeschiedenis van het heelal (schematisch). Naar North.

met straal $r < R$ (alles langs het oppervlak gemeten) kleiner dan $2\pi r$. In de hyperbolische meetkunde geldt het omgekeerde. Men kan deze twee meetkunden het best vergelijken op het lokaal verwarmde tafelblad (deel 4, v.3.1).

Men kan de hyperbolische modellen beschrijven door in alle formules $k = -1$ te nemen. Nu wordt onbegrensde expansie niet alleen mogelijk, maar zelfs onvermijdelijk, tenzij Λ negatief is. Het hyperbolische model past goed in een heelal met weinig materie.

Overgangsgeval tussen ruimten met positieve en die met negatieve kromming is de ruimte met in het geheel geen kromming: $R = \infty$, de welbekende euclidische ruimte. Een alternatieve aanduiding is $k = 0$; vergelijking (4,7). R kan dan worden gehandhaafd als schaal-parameter, althans in die vergelijkingen waarin hij expliciet optreedt. Het model met $k = 0$, $\Lambda = 0$ is het allereenvoudigst. Het staat bekend als Einstein-de Sitter-heelal.

Met behulp van vergelijking (4,7) kunnen wij komen tot een classificatie van heelalmodellen. Wij behoeven slechts te bedenken dat H^2 niet negatief kan zijn, en dat de omkeerpunten van de beweging liggen bij $H = 0$. Onderstaande tabel geeft een kwalitatief overzicht van de mogelijke expansietypen. Deze worden onderscheiden door romeinse cijfers, waarvan de betekenis uit afbeelding 56 kan worden afgelezen.

TABEL: EXPANSIETYPEN VAN HOMOGEEN EN ISOTROOP HEELAL (zie ook afbeelding 56)

	hyperbolisch of euclidisch heelal $k = -1$, *of* $k = 0$	*sferisch heelal* $k = +1$
$\Lambda < 0$	VII	VII
$\Lambda = 0$	V	VII
$0 < \Lambda < \Lambda_E$	IV	VII of I
$\Lambda = \Lambda_E$	IV	II, III of VI
$\Lambda > \Lambda_E$	IV	IV

$$\Lambda_E = (c^3/3GM)^2 \qquad (4,8)$$

Bij afb. 56 moet men bedenken dat de tijdzin niet vastligt. Men mag de curven zowel van links naar rechts als in omgekeerde zin doorlopen. Dan wordt expansie vervangen door contractie en omgekeerd.

Vier van de zeven expansiemodellen beginnen in de singuliere fase $R = 0$. Op de interpretatie van de singuliere fase komen wij terug; zie deel 3, I.5.2 en deel 4, V.4.4.

Model III is het Einstein-heelal, II en VI en hun omgekeerden naderen – of verlaten – dit model asymptotisch.

Aanpassing aan de werkelijkheid

Gezien vanuit onze ruimtelijke positie, vertoont de wereld van de sterrenstelsels in elke blikrichting min of meer hetzelfde beeld. Betrekkelijk 'kleine' structuren, zoals de Virgo-cluster, laten wij daarbij buiten beschouwing. Het is daarom zinvol na te gaan, of de in de vorige paragraaf besproken ruimtelijk homogene heelalmodellen enig licht kunnen verspreiden over de problemen van het werkelijke universum.

Twee belangrijke grootheden kunnen empirisch worden bepaald, zij het voorlopig slechts schattenderwijs. Dit zijn de gemiddelde dichtheid van het heelal, ϱ, en de expansieparameter $H = \dot{R}/R$. In beide gevallen zijn wij afhankelijk van afstandsbepalingen. Zo volgt uit de vergelijkingen (1,1) en (1,2), voor objecten op niet al te grote afstand:

$$z = (H/c)r \tag{4,9}$$

Ieder extragalactisch object waarvoor de roodverschuiving (z) en de afstand (r) onafhankelijk van elkaar zijn bepaald, draagt bij tot de kennis van H.

In de praktijk moeten wij steunen op fotometrische afstandsbepalingen. De fotometrische afstand (A) wordt gedefinieerd door de vergelijking:

$$S = \frac{L}{4\pi A^2} \tag{4,10}$$

S en L hebben dezelfde betekenis als in vergelijking (1,3) in deel 3, I. De absolute lichtsterkte (L) moet natuurlijk worden bepaald zonder voorkennis van de afstand. Soms kan men gebruik maken van morfologische of spectroscopische gegevens, maar in de meeste gevallen moet men uitgaan van een algemene standaardwaarde van L. Kalibratieproblemen zijn besproken in deel 4, V.1.5.

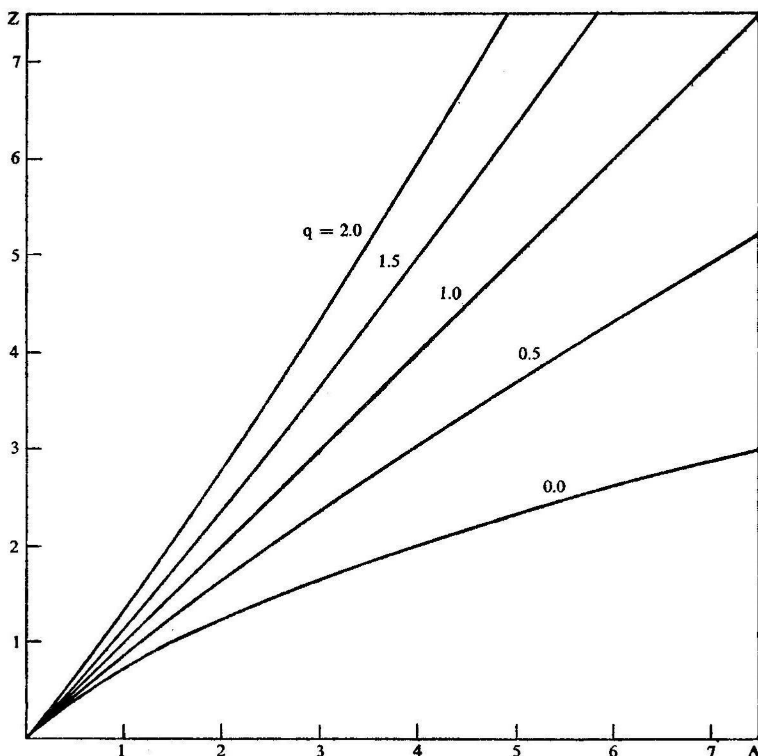
Zijn de afstanden bekend, dan kan men een telling maken van het aantal sterrenstelsels $N(A)$ met fotometrische afstand kleiner dan A. Uit deze $N(A)$ en een getaxeerde waarde van $\mathfrak{M}/L$ (deel 4, V.1.3) kan men dan de gemiddelde ruimtedichtheid (ϱ) vinden.

In deel 4, V.1.3 is reeds gezegd, dat de resultaten voor H zowel als voor ϱ kunnen worden bedorven door eventuele fouten in de afstandsschaal (foutieve waarde van L). Maar de dimensieloze grootheid $H^2/4\pi G\varrho$

ondergaat niet de invloed van fouten in de kalibratie. Onbekend, maar van groot belang, is echter de verhouding 'waargenomen' tot 'niet waargenomen' materie.

Een iets vollediger beoordeling van het heelalmodel wordt pas mogelijk wanneer wij zeer ver verwijderde objecten in beschouwing nemen. De definitievergelijking (4,10) van A kan nog dienst doen, hoewel wij er nu wel rekening mee moeten houden, dat wij bij verre en nabije objecten in feite niet hetzelfde deel van het spectrum onder ogen hebben: de spectrale gevoeligheid van het instrument past zich niet aan bij de roodverschuiving. Correctie is nodig (de zogenoemde K-term). Wij gaan hier niet verder op in, en nemen aan, dat alle gebruikte magnituden bolometrisch zijn, zodat de K-term niet optreedt.

Ook in het aldus geïdealiseerde schema is het verband tussen z en A



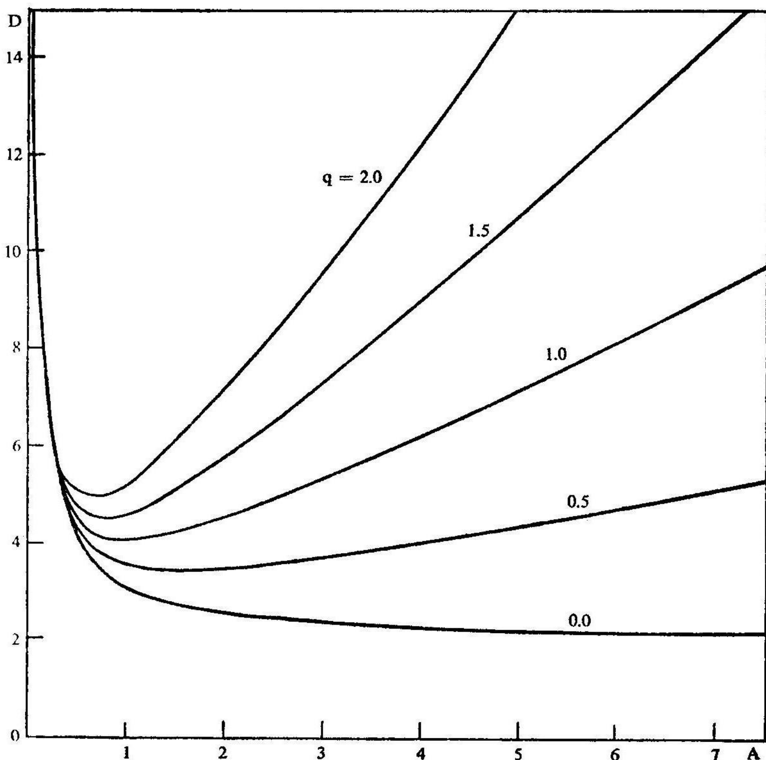
Afb. 57 Roodverschuiving (z) als functie van fotometrische afstand (A).

in het algemeen niet lineair. Metingen van verre objecten richten onze blik ook naar het verre verleden, en verraden ons iets over de toestand van het heelal vele miljarden jaren geleden, toen de expansiesnelheid anders was dan nu. Iets analoogs kan worden gezegd over de resultaten van tellingen: $N(A)$ is niet evenredig aan A^3, maar groeit langzamer. Vertraagde groei treedt op bij alle expanderende heelalmodellen.

Een nauwkeurige studie van de $z(A)$- en $N(A)$-relaties in het niet-lineaire gebied moet leiden tot de kennis van een nieuwe dimensieloze expansieparameter q:

$$q = -R\ddot{R}/\dot{R}^2, \text{ of } H^2q = -\ddot{R}/R \qquad (4,11)$$

(Het min-teken is gekozen, omdat in de meeste interessante modellen $\ddot{R} < 0$.) Wij passen dit toe in vergelijking (4,3):

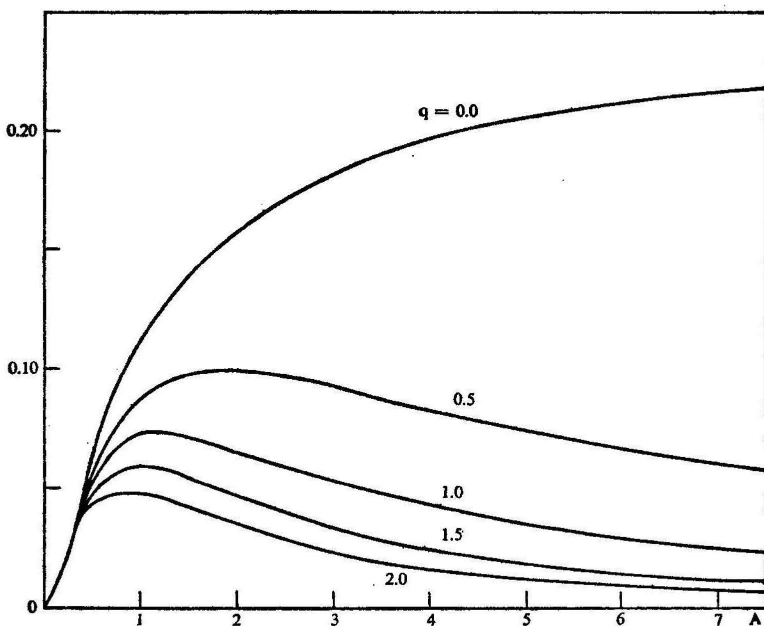


Afb. 58 Schijnbare diameter (D) als functie van fotometrische afstand (A).

$$H^2q = \frac{4\pi G\varrho}{3} - \frac{\Lambda}{3} \qquad (4,12)$$

Kent men behalve ϱ en H ook q, dan kunnen uit (4,7) en (4,12) Λ en R beide worden berekend.

De mogelijkheid, de grootheid q te bepalen uit waarnemingsgegevens, wordt nader toegelicht in de afbeeldingen 57, 58 en 59, die gelden voor kosmologische modellen met $\Lambda = 0$. De grootheden A, D en n stellen achtereenvolgens voor: de fotometrische afstand, de schijnbare diameter en de schijnbare ruimtedichtheid, dat wil zeggen: het aantal objecten met fotometrische afstand tussen A en $A + dA$, gedeeld door het schijnbare volume, $4\pi A^2 dA$ van deze schil. A, D en n zijn zo genormeerd dat voor kleine afstanden $A = z$, $D = 1/z$ en $n = 1$. De relaties tussen de genoemde grootheden kunnen worden uitgedrukt door middel van een hulpparameter y:



Afb. 59 Schijnbare ruimtedichtheid (n) als functie van fotometrische afstand (A).

$$\Lambda = 0; \quad \left| \begin{array}{ll} z = y + \frac{1}{2} q\, y^2 & (4{,}13) \\ A = y + \frac{1}{2} y^2 & (4{,}14) \\ D = (1 + z)^2/A & (4{,}15) \\ n = (1 + y)^{-1} (1 + z)^{-3} & (4{,}16) \end{array} \right.$$

Helaas is ons waarnemingsmateriaal nog te schaars en te onnauwkeurig om tot een enigszins verantwoorde modelkeuze te geraken. Er zijn moeilijkheden van allerlei aard, die samenhangen met de evolutie van de sterrenstelsels – die wij misschien, voor zover het de zeer ver verwijderde objecten betreft, in een jeugdstadium waarnemen – met de onmogelijkheid een onpartijdige selectie tot stand te brengen, en met de reeds genoemde K-term. Wij vermelden daarom geen resultaten.

De samenwerking tussen de radioastronomie en de 'klassieke' sterrenkunde is van enorm belang. Men kan – ietwat grof – zeggen, dat de radioastronomen interessante objecten opsporen, die door de klassieke astronomen kunnen worden bestudeerd.

Sensationeel was de ontdekking van de 'quasars', omstreeks 1964; zie ook deel 4, I.13. De overheersende mening is, dat dit extragalactische objecten zijn, op zeer grote afstand van ons verwijderd: de grootste betrouwbare waarde voor de roodverschuiving is ongeveer $z = 2$. De lichtsterkte van deze objecten is enorm: ongeveer honderd maal zo groot als de recordwaarde voor 'normale' sterrenstelsels. Merkwaardig genoeg is de stralingsintensiteit in het radiogebied wel sterk, maar niet uitzonderlijk. Men zou – met Sandage – kunnen denken, dat de radio-emissie van deze objecten een bijkomstigheid is, en dat er soortgelijke objecten ('quasi stellar objects', QSO) bestaan zonder radiostraling. De spectrale eigenschappen in het optische gebied zijn ongewoon, en men zou QSO en quasars met behulp van klassieke astronomische methoden moeten kunnen vinden. Zo heeft Sandage ons geholpen aan een efficiënte methode om deze objecten, quasars inbegrepen, te vinden door waarnemingen in het optische gebied alleen. Een in 1967 gepubliceerde lijst (Margaret Burbidge) vermeldt ruim 100 QSO's en quasars met bijbehorende roodverschuiving. Hier ligt een belangrijk aanknopingspunt voor de toekomstige ontwikkeling van de kosmologie.

1 1 *Isotrope modellen en de singuliere fase*

Wij keren nu terug naar de heelalmodellen van deel 4, V.4.2 en beschouwen meer in het bijzonder de singuliere fase.

Het is niet eenvoudig aan de singuliere fase een fysische interpretatie te geven. Maar wel zien wij gemakkelijk hoe hij – binnen het raam van onze ontwikkelingsschema's – tot stand komt. Een bonafide overgang

van contractie naar expansie is immers alleen mogelijk door de werking van een afstotende kracht, dus alleen in modellen met $\Lambda > 0$. En ook daar gaat het mis, omdat de kosmologische afstoting alleen van betekenis is voor grote waarden van R, en geen uitkomst biedt wanneer een hoge graad van compressie reeds is bereikt.

Zijn er dan misschien andere fysische werkingen die de singuliere toestand $R = 0$ onbereikbaar maken? Wij denken aan de druk, stralingsdruk zowel als gasdruk, die in de vroegere ontwikkelingsstadia van het heelal relatief veel belangrijker moet zijn geweest dan nu. Maar de druk helpt ons niet, omdat in een homogeen heelal geen druk*gradiënten* zijn, en daar komt het juist op aan. Natuurlijk zijn er lokale gradiënten, maar deze zijn niet systematisch gericht en hebben geen invloed op de algemene expansie.

Rotatie, en de daaraan gekoppelde middelpuntvliedende kracht, zou van betekenis kunnen zijn (Heckmann). Even staan wij voor de vraag, of en hoe rotatie kan worden aangetoond in een relativistisch heelal. Wij kunnen gebruik maken van een gyroscoop die het lokale inertiaalstelsel moet vastleggen. Relativistische rotatie betekent dan, dat de materie en gros roteert ten opzichte van dit 'gyrokompas'. Een heelalmodel op deze basis is uitgewerkt door Gödel.

Wij willen nu de gevolgen van een eventuele rotatie van het heelal nagaan door een betrekkelijk klein gebied af te zonderen, waar dan de theorie van Newton kan worden gebruikt voor een beschrijving van de lokale verschijnselen. Twee willekeurige punten P en Q vertonen als gevolg van hun deelname in de algemene rotatie een relatieve versnelling,

$$\boldsymbol{f}_{PQ} = -\,\omega^2\, \boldsymbol{s}_{PQ} \qquad (4{,}17)$$

waarin ω = hoeksnelheid, $\boldsymbol{s}_{PQ}$ = component van de vectorafstand van P en Q in een richting loodrecht op de as van rotatie. Alleen de gravitatie kan verhinderen dat het systeem uiteenvliegt. Het is dezelfde situatie die wij op kleinere schaal bijna overal in het heelal aantreffen: planeet met satellieten, zon met planeten, melkwegstelsel met sterren.

Tot zover neemt de rotatie de taak van de kosmologische afstoting over. Combineert men haar met een expansie of contractie, dan volgt uit de wet van behoud van impulsmoment, dat ωR^2 constant blijft. Daar het beschouwde gebied deel heeft in de expansie, groeit ook r, zodat tenslotte

$$\boldsymbol{f}_{PQ} = \text{constante} \times \boldsymbol{u}_{PQ}/R^3 \qquad (4{,}18)$$

met $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{r}/R$. Voor de 'eigenlijke' gravitatie geldt – zie (4,2) –:

$$\boldsymbol{g}_{PQ} = \text{constante} \times \boldsymbol{u}_{PQ}/R^2 \qquad (4{,}19)$$

zodat de rotatie het wint, als R maar klein genoeg is.

Rotatie biedt dus een mogelijkheid, aan de compressie van het heelal paal en perk te stellen. Maar de slag is nog niet gewonnen, omdat ten eerste de rotatie geen beveiliging biedt tegen compressie in de richting evenwijdig aan de as, en ten tweede het nog niet is gelukt, rotatie en expansie te verenigen in een relativistisch heelalmodel. Het model van Gödel expandeert niet.

Hoe staat het met de mogelijkheid van empirische verificatie van een kosmische rotatie? De hoeksnelheid is uitermate klein. Als wij de parameter van Hubble (H) als maatstaf nemen, komen wij op 1 radiaal in 10^{10} jaar, of 0",002 per eeuw. Rotatie schendt de isotropie van het heelal, omdat in elk punt van de ruimte de as van de rotatie een voorkeursrichting aangeeft.

Feitelijk zijn wij getreden buiten het onderwerp van deze paragraaf. Waarschijnlijk ligt de schuld voor het optreden van singulariteiten niet in de algemene theorie, en nog minder in de kosmos, maar aan de strakke en starre eisen die wij aan het model hebben gesteld. Sommige onderzoekingen wijzen in deze richting. Maar het pleit is nog niet beslecht.

Wij mogen deze paragraaf niet besluiten zonder iets te zeggen over een isotroop model dat de singulariteit niet vertoont en dat een groot voorvechter vond in Eddington. Wanneer het heelal eens ten naaste bij een Einstein-heelal is geweest, kan de expansie heel geleidelijk op gang zijn gekomen. De hypothese van Eddington heeft twee belangrijke voordelen: zij bevrijdt ons van de singuliere toestand en zij stelt een bijna onbeperkte tijdsduur beschikbaar voor de stellaire evolutie. Beide overwegingen, en vooral de laatste, hebben sedert Eddingtons tijd veel aan betekenis ingeboet.

Onze huidige empirische kennis levert echter een krachtig tegenargument. Stelt men in (4,7) $\Lambda = \Lambda_E$, $R = \zeta R_E$, $\varrho = \varrho_E/\zeta^3$, dan vindt men, door toepassing van (4,1):

$$H^2 = (4\pi G\varrho/3)\,(2 - 3\zeta + \zeta^3) \qquad (4,20)$$

Voor ϱ kennen wij een onderste grens, die berust op de hoeveelheid zichtbare materie, en hieruit volgt dan een bovenste grens voor $H^2/(4\pi G\varrho/3)$. De numerieke waarde, namelijk 68, is vrij goed bekend: hij wordt niet beïnvloed door onzekerheden in de afstandsschaal (vergelijk het overzicht in deel 4, v.1.3). Dit leidt tot $\zeta < 4{,}3$. Uit de theorie van de kosmologische roodverschuiving (deel 4, v.2.5) volgt dat $z = \zeta - 1 < 3{,}3$. Nu vindt Margaret Burbidge in haar reeds genoemde studie dat er veel QSO's zijn met een grote roodverschuiving, maar dat de lijst tamelijk abrupt eindigt bij $z = 2{,}25$. Zelfs als deze grens reëel is, vormt hij geen

argument ten gunste van de theorie van Eddington, of van de nog nader te bespreken theorie van Lemaître (4,5). Deze theorieën doen namelijk een opeenhoping van objecten verwachten in de omgeving van de kritische waarde van z (trage expansie!), en daarvan is geen sprake. Is de grenswaarde reëel, dan is hij waarschijnlijk een gevolg van de kosmische evolutie (weinig QSO's in jeugdig heelal, of reeds uitgedoofd).

v.4.5 *De 'big bang'*

In de vorige paragraaf hebben wij veel moeite gedaan, gevreesde singulariteiten in de ontwikkelingsgang van het heelal te vermijden en daarmee een benaderingswijze gekozen, die in de laatste twee decennia meer erkenning heeft gekregen. Wij zullen nu een enkel woord zeggen over theorieën die uitgaan van een oertoestand van ongelimiteerde (of bijna ongelimiteerde) compressie. De evolutiegeschiedenis van het heelal begint dan met een gigantische explosie van het 'oeratoom', de 'big bang'.

Wij noemen in de eerste plaats Lemaître. Zijn 'oeratoom' omvat alle materie van het (eindige) heelal, samengeperst in een ongedifferentieerde massa. Dit 'ongedifferentieerd' moet worden opgevat in zijn meest strikte betekenis, gedicteerd door quantumregels. Het oeratoom valt uiteen eerst in grote, dan in kleinere brokstukken, die met grote snelheid worden weggeschoten. Dit eerste begin kan door de fysica niet adequaat worden beschreven, omdat de quantumtheorie geen exacte voorspellingen toelaat. Pas wanneer de afbraak van het oeratoom zo ver is gevorderd dat statistische beschouwingen kunnen worden toegepast, is de eigenlijke fysische evolutie begonnen.

Lemaître neemt aan, dat de kosmologische constante iets groter is dan Einsteins kritische waarde. Als dat zo is, wordt de expansie van het heelal ten gevolge van de gravitatie vertraagd, en wel in die mate, dat hij in de buurt van de 'Einsteinfase' bijna tot stilstand is gekomen. Gedurende deze lange pauze zouden zich allerlei ontwikkelingen kunnen voordoen in de structuur van het heelal, waarvoor anders niet voldoende tijd ter beschikking zou staan. De kritieke fase wordt echter gepasseerd, en nu krijgt de kosmologische afstoting langzamerhand de overhand over de gravitatie. De snelheid van expansie neemt toe, en wij naderen geleidelijk de tegenwoordige toestand.

Lemaître meende dat de tegenwoordig bestaande chemische elementen zijn voortgekomen uit het desintegratieproces van het oeratoom. Alle materie, en meer in het bijzonder de kosmische straling, zou in grote meerderheid bestaan uit zware elementen. Deze voorspelling is niet bewaarheid. Dit is een sterk argument tegen Lemaîtres overigens zeer interessante theorie. Een andere moeilijkheid, de geringe expansie sinds de

Einsteinfase, werd in dit deel al genoemd aan het slot van v.4.4, in verband met de theorie van Eddington.

Een geheel andere opvatting over de 'oerstaat' van het heelal spreekt uit de theorieën van het 'hete universum'.

Deze theorieën zijn ontstaan uit pogingen de chemische evolutie van de kosmos te verklaren. Zij waren populair in vroeger jaren, toen men de mogelijkheid van opbouw der elementen in de sterren nog niet of nauwelijks besefte (Gamow, 1946). Tegenwoordig (Dicke, Zeldovič) is het zwaarstwegende argument de omstandigheid dat men nog nooit met zekerheid zuivere waterstofsterren heeft gevonden, en dat zelfs in de oudste sterren helium een belangrijk bijmengsel schijnt te zijn. Dit argument is niet dwingend, maar mag toch ook niet lichtvaardig opzij worden geschoven.

In de theorieën van het hete universum moet men de 'big bang' wel erg letterlijk nemen. Een fractie van een seconde na deze gebeurtenis vindt men materie in de gedaante van een expanderende neutronenwolk en een zwart-lichaamstralingsveld bij een temperatuur van 10^{11} graden Kelvin. Deze 'oerfakkel' ('primordial fire ball') heeft na circa vijf minuten door adiabatische expansie een temperatuur van 10^9 graden bereikt. In deze eerste vijf minuten valt een deel van de neutronen uiteen in protonen en elektronen (zie deel 3, II.7.8) en wordt ongeveer twintig percent van de materie omgezet in helium. De gekozen levensduur van de oerfakkel is natuurlijk afgestemd op de wens zoveel helium te vormen als men meent nodig te hebben.

De genoemde vijf minuten vormen een zeer kleine fractie (10^{-15}) van de ouderdom van het heelal. Uitgaande van het eenvoudigste heelalmodel (Einstein-de Sitter) vindt men een corresponderende expansiefactor van 10^{10}. De temperatuur is hieraan omgekeerd evenredig, zodat op dit ogenblik nog een klein residu van het oorspronkelijke stralingsveld aanwezig zou moeten zijn, met een temperatuur van circa 0,10 graden Kelvin. Meer gedetailleerde berekeningen geven een hoger bedrag, van ongeveer 6° Kelvin.

In het licht van deze verwachting is de ontdekking van een kosmisch stralingsveld door Penzias en Wilson (1965) van grote betekenis. De resultaten van hun metingen, uitgevoerd buiten de dampkring van de aarde, zijn van vele kanten bevestigd. Zij bewijzen het bestaan van een stralingsveld met een temperatuur van 3° Kelvin. Het niet-lokale karakter van dit veld blijkt uit de omstandigheid dat het overal in de ruimte even sterk is, en uit de isotropie. Over het gehele onderzochte gebied van het radiospectrum, dat wil zeggen: tussen 20 en $\frac{1}{4}$ cm, volgt het intensiteitsverloop de planck-curve.

Hoewel door de ontdekking van de zwarte-ruimtestraling een van de voorspellingen van de theorie van het hete universum op schitterende wijze is bevestigd, vormt dit nog geen bewijs voor de realiteit van de oerfakkel. Het stralingsveld kan ook in een andere fysische situatie zijn ontstaan, ook al ontbreken hiervoor nog de concrete bewijzen.

In een enkel opzicht moet ons beeld van de oerfakkel nog worden gecompleteerd. Bij een compressiefactor van 10^{10} (in R) is de gemiddelde dichtheid van de materie van dezelfde orde van grootte als die van water. Wij spraken terecht van een neutronen-'wolk'. Dit in tegenstelling tot het oeratoom van Lemaître, dat door relatief lage temperatuur en hoge dichtheid wordt gekarakteriseerd.

v.5 PROBLEMEN VAN ALGEMENE AARD

v.5.1 *Het principe van Mach*

In deel 4, v.2.2 hebben wij melding gemaakt van Newtons proef met de emmer, waardoor het bestaan van de 'absolute ruimte', althans ten opzichte van rotatiebeweging, heette te zijn aangetoond. Mach kritiseerde Newtons redenering door op te merken, dat deze met heel wat meer recht in plaats van een ongrijpbare 'absolute ruimte', de met sterren bezaaide kosmos verantwoordelijk had kunnen stellen voor de uitholling van het wateroppervlak. Om de beslissende proef te nemen, zou men de emmer stil moeten zetten en het heelal daaromheen in wentelende beweging brengen. Zolang dat niet is gedaan, is Newtons stelling onbewezen. Aangezien de proef niet kan worden uitgevoerd, is Newtons bewering inhoudsloos. Zij geeft geen uitsluitsel over controleerbare verschijnselen.

Grondslag van dit betoog is de gedachte, dat de krachten die op lichamen in de kosmos werken, hun oorsprong moeten vinden in de kosmische materie. Deze bewering schijnt evident. Het is echter heel moeilijk gebleken, haar zo te formuleren dat men er werkelijk houvast aan heeft, en de interpretaties die men in de literatuur aantreft, zijn vaak zeer verschillend, ja, soms tegengesteld.

Lange tijd heeft men gedacht, dat het principe van Mach in de algemene relativiteitstheorie is 'ingebouwd'. Zo kon Thirring bewijzen, dat een slinger van Foucault, opgesteld aan een der polen van de aarde, niet een ruimtelijk vast vlak aangeeft, maar enigszins wordt meegenomen in de aardrotatie. De medevoeringsfactor, α, kan worden gesteld op $\alpha = -\Phi/c^2 = \frac{1}{2}(v_e/c)^2$, waar Φ de gravitatiepotentiaal, v_e de 'ontsnappingssnelheid' voorstelt. Deze factor is klein, 7.10^{-10} aan de oppervlakte van de aarde, 10^{-4} bij een witte dwerg. Ten opzichte van het heelal verliest

het begrip ontsnappingssnelheid zijn betekenis. Maar stelt men $-\Phi = GM/R$, dan verwacht men $a = GM/Rc^2$. Voor het Einstein-heelal (zie deel 4, v.4.1) vindt men $GM/Rc^2 = 1/3$. Het ligt in de rede, te veronderstellen dat het traagheidskompas wordt meegesleept door de beweging in het groot van de kosmische materie. Dit zou dan betekenen, dat het inertiaalstelsel en de kosmische materie aan elkaar zijn gekoppeld.

Deze verwachting wordt echter de bodem ingeslagen door het werk van Gödel (deel 4, v.4.4). In zijn model heeft de kosmische materie een uniforme rotatie ten opzichte van het traagheidskompas. En als wij nu terugblikken, blijkt ons, dat in de modellen van deel 4, v.4.2 het probleem is ontweken, daar wij door het stellen van de eis van isotropie elke rotatie al bij voorbaat hebben uitgesloten.

Van grote interesse is het model van Taub. Zijn heelal bevat geen materie, maar wel een gravitatieveld dat zichzelf door zijn eigen gravitatiewerking bijeenhoudt! Men bedenke, dat niet alleen de materie, maar ook de energie zware en trage massa heeft. Uit het werk van Taub blijkt, dat afwezigheid van materie niet noodzakelijk leidt tot afwezigheid van gravitatiewerkingen, zodat het beginsel van Mach in de gestelde vorm niet opgaat.

Uit dit alles kan worden geconcludeerd, dat sommige van de moeilijkheden die wij in de Newtonse kosmologie ontmoetten (deel 4, v.2.3), in de relativistische kosmologie terugkeren. De vergelijking van Poisson, (2,10), liet, voor gegeven verdeling van de materie over de ruimte, oneindig veel oplossingen toe, waaruit wij er één moeten kiezen; maar op welke gronden? Wij moeten een scheiding maken tussen oplossingen van de veldvergelijkingen die uit fysisch oogpunt toelaatbaar zijn, en andere die fysisch nonsensicaal moeten worden geacht. Deze opgave is niet zo gemakkelijk uit te voeren als men zou kunnen denken, want de relatie wiskunde-werkelijkheid is waarschijnlijk nergens zo gecompliceerd als in de kosmologie.

Er zijn veel verschillende, soms tegenstrijdige interpretaties gegeven van wat nog steeds bekend staat als 'het principe van Mach'. Wij kunnen ze hier niet bespreken. Wij mogen echter niet uit het oog verliezen dat generaties van onderzoekers – waaronder Einstein – door dit 'principe' zijn geïnspireerd. En dat niet ten onrechte. Machs 'principe' is geen natuurwet, maar een programma. Het confronteert ons met het hiaat in onze fundamentele kennis op het terrein van de kosmologie.

Wereldruimte en wereldtijd

In onze kosmologische beschouwingen schuilt een schijnbare paradox: de relativiteitstheorie die ons het geloof van een absolute ruimte en een

absolute tijd heeft doen afzweren, heeft als leidraad gediend bij het ontwerpen van een kosmologisch model waarin deze begrippen hoogtij schijnen te vieren. Zo wordt in deel 4, v.4.2 de kromtestraal van het heelal, R, uitgedrukt als functie van de tijdcoördinaat t, die geen lokaal, maar een kosmisch karakter draagt, ook al is het mogelijk, deze t in de beschrijving van lokale situaties te betrekken.

Nader toezien leert, dat niet de relativiteitstheorie de schuld draagt, maar wij zelf, omdat wij uit de talloze mogelijke oplossingen van de veldvergelijkingen van Einstein één enkele hebben uitverkoren, die aan nauw omschreven symmetrie-eisen voldoet. Het invoeren van een kosmische tijd was daarbij ingesloten. Wij herinneren aan de kinematische behandeling van dit probleem in deel 4, v.2.5 (de 'buitenwereldlijke waarnemer').

Wij zien hieruit, dat de door de symmetrie-eisen ingevoerde beperkingen zeer verstrekkende gevolgen hebben. Men moet uiterst voorzichtig zijn bij de beoordeling van deze modellen, vooral als men ze wil gebruiken als voorbeeld voor wat men verwacht ten aanzien van andere, minder gespecialiseerde, maar daardoor ook minder hanteerbare oplossingen van de veldvergelijkingen. Deze waarschuwing was zeker op zijn plaats bij de theorieën van de 'big bang', maar zij mag ook verder niet worden veronachtzaamd.

De situatie wordt nog ernstiger, ja, bijna paradoxaal, wanneer men de causaliteit in het geding brengt. De gestelde eisen van symmetrie verlangen, dat op een willekeurig gekozen kosmisch tijdstip t_1 de fysische gesteldheid van het heelal overal dezelfde is. Er kan echter geen rechtstreeks verband bestaan tussen twee wereldpunten die wel in de ruimte, maar niet in de tijd zijn gescheiden (deel 4, v.3.3). De een (P_1) weet niet van de ander (Q_1): er is geen wederzijdse aanpassing mogelijk. De gepostuleerde gelijkheid van de toestand bij P_1 en die bij Q_1 is op zijn best het gevolg van een slechts gedeeltelijk gemeenschappelijk verleden. Ja, in vele heelalmodellen, en zeker in alle die van de 'big bang' uitgaan, bestaan er wereldpunten P_1 en Q_1, behorende bij dezelfde wereldtijd t_1, maar ruimtelijk zo ver van elkaar gescheiden, dat geen enkel signaal dat ná de big bang vanuit (een punt van de wereldlijn van) P is uitgezonden, de wereldlijn van Q reeds kan hebben bereikt.

Zoekt men naar enigerlei redelijke betekenis achter de gestelde symmetrie-eisen, zoals de homogeniteit, dan kan men alleen wijzen op de isotropie (deel 4, v.4.2) die althans voor een waarnemer in onze omgeving en tot een bepaalde grens van nauwkeurigheid is vastgelegd. Voor het overige moet dan een theoretische aanvulling worden gegeven, in de eis dat homogeniteit op een kosmisch tijdstip t_1 zich automatisch voortzet

naar latere wereldtijden $t > t_1$. Dit komt neer op een stabiliteitseis: onvermijdelijke kleine afwijkingen van de homogeniteit mogen niet aangroeien. Op dit probleem komen wij nog terug; zie deel 4, v.6.

Theorieën van de 'steady state'

De theorieën van de 'steady state', produkt van de naoorlogse jaren, hebben als formeel uitgangspunt het 'perfect cosmological principle', PCP. Volgens Bondi betekent dit, dat de kosmos aan al zijn bewoners hetzelfde beeld biedt. Dit geldt niet alleen voor de bewoners die nu leven – deze beperking zou ons voeren tot het 'cosmological principle' zonder meer – maar ook voor allen die geweest zijn en die nog zullen komen. In het bijzonder mag dus de expansie van het heelal, die door de aanhangers van de 'steady state'-theorie als realiteit wordt erkend, geen verandering in het algemene beeld teweegbrengen. Dit is geen geringe opgave. Men zou verwachten dat de materie in het heelal door de expansie ijler wordt.

Er is één weg om aan deze moeilijkheid te ontkomen, namelijk door de hypothese van de 'continue creatie'. De expansie van het heelal vindt plaats met een tijdschaal van ettelijke miljarden jaren: zorg dan, dat in datzelfde tijdvak nieuwe materie wordt gecreëerd. 'Creëren' betekent hier: 'scheppen uit het niets'. Wanneer een bron van energie moest worden aangesproken, een bron die leeg kan raken, zou niet zijn voldaan aan de eisen van het PCP.

Een filosofische discussie van de continue creatie valt buiten het bestek van dit overzicht. Wel moeten wij aandacht schenken aan de empirische verificatie. Gaan wij uit van een gemiddelde dichtheid van de kosmische materie van ongeveer 1 waterstofatoom per kubieke meter (deel 4, v.1.3), en doen wij dit atoom eens in de 10^{10} jaar vervangen, dan komen wij op een bedrag van 1 atoom per kubieke kilometer per 10 jaar. Een hoeveelheid, zo klein, dat zij zich aan onze controle onttrekt.

Er staan ons echter nog andere wegen open. In deel 4, v.4.3 hebben wij gezien hoe – althans in principe – kosmologische theorieën op de proef kunnen worden gesteld door vergelijking van schijnbare magnitude en roodverschuiving bij nabije en verre sterrenstelsels en door tellingen van deze objecten. Bij de meeste theorieën stuiten wij echter op een grote moeilijkheid: kijken naar verre objecten betekent terugblikken in het verleden en – onvermijdelijk – introductie van problemen van de kosmische evolutie. Wij hebben dus twee problemen in één, en het is vrijwel onmogelijk ze van elkaar te scheiden.

Hier nu hebben de theorieën van de 'steady state' een grote voorsprong: er is geen evolutie. In de gebruikelijke heelalmodellen (Friedmann) kijkt

men naar toestanden van steeds hogere materiedichtheid wanneer men verder en verder gaat in het verleden. In de modellen van de 'steady state' is de dichtheid altijd dezelfde. Wanneer het 'steady state'-model van toepassing is op de werkelijke kosmos, dan moeten wij veel minder verre en zwakke objecten zien dan men op grond van een Friedmann-model zou verwachten.

Er is nog een tweede belangrijk punt: het gaat bij de 'steady state' niet alleen om vervanging van de materie, het gaat ook om de vervanging van structuren, om een verjongingsproces, zodat geen leeftijd van het heelal zelf kan worden vastgesteld. Wij moeten, volgens deze theorie, in de tijdruimte een mengeling van oude en jonge objecten aantreffen, en wel overal hetzelfde.

De voorstanders van de 'steady state' hebben aanvankelijk veel waarde gehecht aan deze betrekkelijk gemakkelijke controleerbaarheid van de theorie. Niet geheel ten onrechte stelden zij dat de wetenschappelijke waarde van een theorie in belangrijke mate afhangt van de mogelijkheid tot verificatie. Ook stelden zij, dat geen enkele kosmologische theorie kan bestaan zonder hypothese ten aanzien van het heelal. En lag het dan niet voor de hand te beginnen met de eenvoudigste hypothese, namelijk dat het heelal homogeen is en bovendien onveranderlijk?

Men moet dan wel een hoge prijs betalen, door het opofferen namelijk van de algemene behoudwetten van de fysica en daarmee van de relativiteitstheorie. In de veldvergelijkingen van Einstein moeten dan extra termen worden ingelast, die de continue creatie vertegenwoordigen. Men kan dat doen op veel verschillende manieren, en de theorie van de 'steady state' is dus niet zo goed gefundeerd als men wel zou mogen wensen. Vanuit het gezichtspunt van de relativist, die de eenvoud niet zoekt in het resultaat, maar in de basishypothese, is de 'steady state' in het geheel niet zo eenvoudig.

Nu tenslotte het woord aan de waarneming. Het enige punt waar een resultaat schijnt te zijn bereikt, betreft tellingen van extragalactische radiobronnen. Deze waarnemingen, die voor het eerst zijn uitgevoerd in 1961 (Ryle), naderhand gekritiseerd, verbeterd en bevestigd, geven meer zwakke objecten dan men op grond van een Friedmann-model zou verwachten. De afwijking gaat dus in de richting die men op grond van het PCP *niet* zou verwachten. Tenzij ergens een grove fout is gemaakt, moet de theorie van de 'steady state' worden opgegeven. Of wel, men moet de weg ingaan die Hoyle en Narlikar zijn gevolgd, door een hiërarchisch wereldmodel te ontwerpen, naar het voorbeeld van Charlier (deel 4, v.2.6). Doet men dat, dan is het mogelijk het model aan te passen aan wat voor waarnemingsresultaten men maar wil, vooral als men zich nog de vrijheid

veroorlooft de vorm waarin de continue creatie geschiedt naar behoefte te kiezen. Men moet dan ook bereid zijn de kosmische processen naar zijn hand te zetten en ze zodanig te kanaliseren en te temporiseren dat de ene ontwikkelingsvorm volgt op de andere in het tempo dat de continue creatie verlangt. Door in dit alles te slagen, hebben Hoyle en Narlikar de hypothese van de 'steady state' beroofd van zijn eenduidigheid en hebben zij de theorie ontkracht door een te groot aanpassingsvermogen.

De kosmologische afstoting

Over het bestaan van een kosmologische afstoting (de Λ-term) is, en wordt nog steeds, een felle strijd gevoerd. Daarbij worden vaak filosofische of half-filosofische argumenten gebruikt, die niet helemaal beslissend kunnen worden genoemd.

Heckmann – en anderen met hem – betoogde, dat de Λ-term niet willekeurig is 'ingevoerd', maar automatisch te voorschijn komt bij de afleiding van de veldvergelijkingen van Einstein als een willekeurig te kiezen integratieconstante. Dit is uit mathematisch oogpunt stellig een punt van belang, maar niet voor iedereen overtuigend: onder andere ook niet voor Einstein.

Einstein zelf heeft de Λ-term aanvankelijk weggelaten, maar hem in tweede lezing in de veldvergelijkingen opgenomen, om zo een statische oplossing van de veldvergelijkingen mogelijk te maken. Nadat was gebleken dat het heelal in het geheel niet in evenwicht verkeert, heeft Einstein de Λ-term als overbodige ballast laten vallen.

Deze ietwat opportunistische handelwijze werd niet door alle kosmologen geaccepteerd. Eddington en Lemaître waren strijdbare voorstanders van de Λ-term. Een van hun argumenten was, dat de Λ-term wel eens te pas zou kunnen komen in een universele theorie die de fysica van de elementaire deeltjes en de kosmologie rechtstreeks aan elkaar zou koppelen.

Deze gedachte is niet zo vreemd als zij op het eerste gezicht schijnt. Op het ogenblik staan de begrippen 'heelal' en 'elementair deeltje' wel zeer ver van elkaar. Maar wij hebben reeds eerder de mogelijkheid onder het oog gezien van een zeer compact oerstadium van het universum. In een dergelijke situatie zou de scheiding die wij plegen te maken tussen de verschillende soorten krachtvelden, waarschijnlijk niet meer zijn te handhaven, en zouden wij inderdaad behoefte hebben aan een geünificeerde theorie waarin gravitatie, elektromagnetisme en kernfysica zijn versmolten. En het doet er weinig toe of zo'n situatie zich ooit werkelijk heeft voorgedaan: de principiële mogelijkheid is voldoende. Denken wij nu weer het heelal expanderend tot zijn tegenwoordige ijlheid, dan vindt een

vergaande ontkoppeling plaats, maar iets moet er toch bewaard zijn van de vroegere eenheid. Door een dergelijke redenering kan men de pogingen van Eddington en van Lemaître rechtvaardigen: of zij met de Λ-term op het goede paard hebben gewed, is een andere vraag die wij ook nu nog niet kunnen beantwoorden. Dit blijft voorlopig een kwestie van speculatie.

Eddington en Lemaître brachten nog een ander, meer praktisch argument naar voren, namelijk de mogelijkheid van een onbeperkte verruiming van de levensduur van het heelal. De kosmologische afstoting leidt tot voortdurende versnelling van de expansie die dus in de toekomst sneller zal verlopen dan nu, maar in het verleden langzamer was. Door uit te gaan van een 'bijna-Einstein'-heelal, kan men de duur van de expansiefase zo lang maken als men zelf wil en aanpassen aan elke gewenste evolutietheorie. Onze tegenwoordige denkbeelden over de evolutie van de sterren zijn echter niet strijdig met de huidige gegevens over de expansie van het heelal, die, zonder Λ-term, een leeftijd van ongeveer 10^{10} jaar toelaten.

Einstein, Eddington en Lemaître leven niet meer, maar het debat over de kosmische constante is nog niet beëindigd. Het zou zinloos zijn, hier een oordeel uit te spreken. Maar wij kunnen wel de vraag stellen wat de Λ-term nu eigenlijk presteert. Het antwoord moet dan luiden: de invloed ervan op het tempo van de expansie van het heelal is zeer groot. Maar de praktische betekenis ervan voor de interne processen in het heelal is bijzonder klein, behalve dan, voor zover door de expansie van het heelal een tijdlimiet is gesteld. En hiermee willen wij nu volstaan.

v.5.5 *De gravitatieconstante*

Eddington heeft destijds de aandacht gevestigd op merkwaardige relaties tussen kosmische en atomaire constanten, en daaraan grote waarde toegekend. Hij beschouwde deze relaties als exact. Zijn 'fundamental theory' liet zich echter te gemakkelijk aanpassen aan telkens gewijzigde empirische gegevens, waardoor het duidelijk werd, dat de waarnemingen geen scherp criterium voor de juistheid van de theorie opleverden. Wij zullen Eddingtons theorie hier niet bespreken.

Van meer betekenis zijn misschien de ruwe getallenovereenkomsten (Dirac). Voorop staat het verhoudingsgetal (K) van de elektrische aantrekking tussen proton en elektron en hun onderlinge gravitatiewerking. Stellen wij de massa van het elektron op m, die van het proton op μ, dan is:

$$K = \frac{e^2}{Gm\mu} = 2{,}3 \times 10^{39} \qquad (5{,}1)$$

Dirac meent - als zoveel anderen - dat er een fysische theorie moet kunnen worden gevonden, waarin gravitatie- en elektromagnetische krachten tot een hogere eenheid zijn versmolten. Deze theorie zou dan ook een verklaring moeten geven voor het kolossale verhoudingsgetal *K*. Dirac acht het onwaarschijnlijk, dat dit ooit zal gelukken zonder het eveneens kolossale verhoudingsgetal 'heelal/atoom' erbij te betrekken. Daarom vergelijkt hij de kromtestraal (*R*) van het heelal met de straal van het elektron (*r*), die volgt uit:

$$mc^2 = e^2/r, \quad r = 2{,}8 \times 10^{-13} \text{ cm} \tag{5,2}$$

Vergelijking (5,2) stelt de totale energie van het elektron (mc^2) gelijk aan de elektrostatische energie van een geladen bolletje, en kan worden opgevat als definitievergelijking van *r*. Kiezen wij voor *R*, tamelijk willekeurig, de straal van het Einstein-heelal, zoals die is gegeven in deel 4, v.4.1, dus $R = 2{,}6 \times 10^{28}$ cm, dan wordt $R/r = 10^{41}$. Dit getal verschilt, wat orde van grootte betreft, niet belangrijk van *K*.

Er is ook een relatie waarin de tijdcoördinaat optreedt. Als atomaire tijdmaat kiezen wij r/c, ongeveer 10^{-23} sec. Daarnaast de reciproke van Hubbles parameter, $H^{-1} = R/\dot{R} \approx 3 \times 10^{17}$ sec. Het verhoudingsgetal wordt nu 3×10^{40}. De nauwe overeenstemming met het vorige resultaat is niet zo verrassend: een blik op vergelijking (4,6) doet verwachten, dat in interessante modellen de drie grootheden GM/R, $\dot{R}^2$ en c^2 niet al te zeer van elkaar zullen verschillen.

Een derde vergelijking betreft de massa-parameter van het heelal (*M*) en het totale aantal nucleonen ($N = M/\mu$). Met $M \approx 1{,}2 \times 10^{56}$ gram wordt $N \approx 7 \times 10^{79}$, dus ongeveer K^2. Maar ook dit is geen onafhankelijke relatie. Stelt men namelijk - vergelijking (4,6) - dat $GM/R \approx c^2$, $R/r \approx K$, dan volgt: $N = M/\mu \approx c^2R/(G\mu) \approx c^2Kr/(e^2/Km) = K^2$; vergelijk (5,2). In plaats van vele coïncidenties is er slechts één, die wij schrijven als:

$$\frac{e^2}{Gm\mu} \approx \frac{R}{r} \approx K \; (\approx 10^{40}) \tag{5,3}$$

Dirac meent, dat aan deze relatie een diepere zin moet worden toegekend. Dit betekent dan, dat zij niet alleen voor dit ogenblik, maar voor altijd moet gelden, natuurlijk met een andere numerieke waarde van *K*. De straal van het heelal is immers niet constant, als gevolg van de expansie. Dan eist vergelijking (5,3), dat tenminste een van de grootheden *e*, *G*, *m*, μ of *r* mede verandert. Door aanpassing van het maatsysteem kunnen drie onafhankelijke grootheden constant worden gehouden.

De meest voor de hand liggende oplossing is, dat men de atomaire

grootheden constant houdt en de verandering van K stelt op rekening van G, de enige grootheid in de formule, die een duidelijk kosmisch karakter heeft. Men kan dan G^{-1} laten toenemen evenredig aan R, of evenredig aan t, de leeftijd van het heelal, of op nog andere wijze: dat kan uit orde-van-grootte-relaties alleen niet worden afgeleid. Deze gedachtengang is uitgewerkt door Jordan. Hij leidt tot merkwaardige consequenties, wanneer men de relatie $N \approx K^2$ in herinnering brengt. Hier staat men weer voor de continue creatie, die dan ook in Jordans theorie is opgenomen en uitgewerkt op een wijze die sterk aan Jeans herinnert: materie wordt van buiten af in het heelal gebracht via singuliere punten van het ruimte-continuüm.

Dirac zelf was een andere weg gegaan, die overigens ook niet tot een bevredigende oplossing heeft gevoerd (kritiek door Bondi), en Dicke heeft nog andere mogelijkheden aangeduid. Tot een volgroeide theorie die als een gelijkwaardige partner naast de relativiteitstheorie zou kunnen staan, heeft dit alles tot nu toe niet geleid. Wel hoopt Dicke dat door empirische tests op den duur het aantal mogelijke theorieën zal kunnen worden ingeperkt. Een seculaire verandering in G kan ons op den duur niet verborgen blijven.

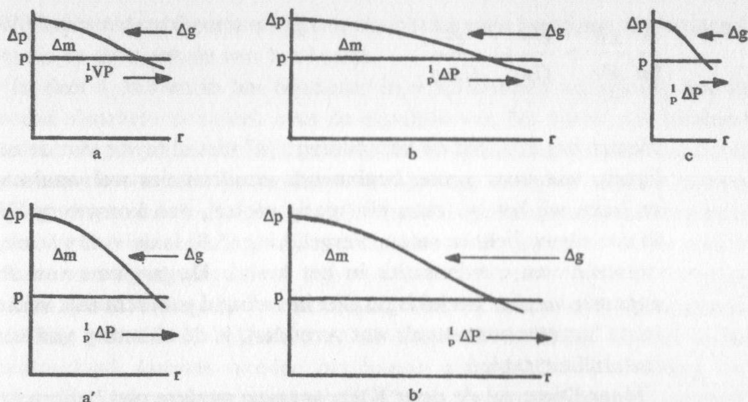
Tegenover de half-mystieke beschouwingen van Dirac en gelijkgezinden kan een nuchterder interpretatie worden gesteld, die is gebaseerd op de erkenning van het bestaan van opeenhopingen van materie op grote schaal. Een vrij uitvoerige bespreking gaf Oscar Klein.

Voor een bolvormige conglomeratie in evenwicht moet $GM/R \approx v^2$, waarbij v een soort gemiddelde thermische snelheid voorstelt. Voor M kan men schrijven $(4\pi/3)\varrho R^3$, met ϱ = gemiddelde dichtheid. Passen wij dit toe op een dichtheidsfluctuatie in een overigens homogeen medium, waarbij wij R vervangen door xR (het symbool R zelf reserveren wij voor het universum), dan vinden wij voor de kleinst mogelijke afmetingen van een beginnende condensatie:

$$(xR)^2 \approx v^2/G\varrho \tag{5,4}$$

Deze vergelijking geeft inderdaad de kleinst mogelijke afmetingen: in een condensatie van grotere afmetingen heeft men een grotere gravitatieversnelling (g) en een kleinere drukgradiënt (afb. 60).

In het jonge heelal kan er nog een andere beperkende invloed zijn geweest: de stralingsdruk. In het tegenwoordige heelal (buiten de sterrenstelsels) merken wij weinig van de stralingsdruk, maar dat komt in hoofdzaak doordat de straling overal zo gemakkelijk langs glipt. De beste 'fotonenjagers' zijn de elektronen die de straling wel niet absorberen, maar dan toch verstrooien, en zo de doortocht belemmeren. Het ver-



Afb. 60 Door gravitatie veroorzaakte instabiliteit in homogeen medium.

strooiingsoppervlak van een elektron bedraagt:

$$\Sigma = (8\pi/3)r^2 = 6{,}65 \times 10^{-25}\ \text{cm}^2 \tag{5,5}$$

Bij materiedichtheid ϱ (geïoniseerde waterstof) vindt men ϱ/μ elektronen per kubieke centimeter. Wij stellen dit aantal op 10^{-6}; zie deel 4, v.1.3. De 'vrije weglengte' van de straling, (s), volgt nu uit:

$$\Sigma s\varrho/\mu = 1, \quad s \approx 1{,}5 \times 10^{30}\ \text{cm} \approx 5 \times 10^5\ \text{Mpc} \tag{5,6}$$

De huidige 'vrije weglengte' van de straling is dus veel groter dan de straal van het heelal! Daardoor heeft de stralingsdruk zo goed als geen invloed op de vorming van condensaties.

Maar, in een vroeger stadium van de expansie was de materiedichtheid veel groter dan nu. In gebieden met $xR > s$ moet de samentrekking van de materie door de stralingsdruk zijn bemoeilijkt. Het is als het samenknijpen van een natte spons.

Wij hebben nu twee voorwaarden voor de vorming van condensaties:

$$(xR)^2 > v^2/G\varrho, \quad xR < \mu/\Sigma\varrho \tag{5,7a en b}$$

Wij schrijven nog $v = cu$ en delen de ongelijkheid (5,7a) door (5,7b). Wij vinden dan:

$$xR/u^2 > c^2\Sigma/G\mu = (8\pi/3)c^2r^2/G\mu \tag{5,8}$$

of

$$\frac{3}{8\pi}\frac{xR}{u^2 r} > \frac{c^2 r}{G\mu} = \frac{e^2}{Gm\mu} \qquad (5,9)$$

Nemen wij aan, dat de verhouding x/u^2 niet al te ver van de eenheid zal liggen, wat voor grote, beginnende condensaties wel waarschijnlijk is, en lezen wij het $>$ teken als 'matig groter', dan komt vergelijking (5,3) in een nieuw licht te staan. Vergelijking (5,9) is de voorwaarde voor het ontstaan van condensaties in het heelal. De toename van R door de expansie van het heelal is nu niet in verband gebracht met veranderingen in de 'natuurconstanten': wat verandert, is de afmeting van een typisch instabiliteitsgebied.

Maar Dirac zal de door Klein gegeven analyse niet hebben beschouwd als een bevredigend antwoord op zijn fundamentele vraag.

V.6 DE FYSISCHE EVOLUTIE VAN HET HEELAL

De relativistische kosmologie is een imposant bouwwerk, imposant ook door de diepte van de problemen en de fundamentele wijze waarop deze worden aangepakt. Toch staat de kosmologie nog in haar kinderschoenen, daar zij niet veel verder is gekomen dan het toepassen van de relativistische mechanica. De fysische toestand van de materie in het heelal is nauwelijks ter sprake gekomen.

De kosmologen zijn zich hiervan wel bewust, en hebben meermalen pogingen gedaan, deze beperking te doorbreken. Wij behoeven slechts te verwijzen naar de titel van het beroemde boek van Tolman: 'Relativity, Thermodynamics and Cosmology', dat in 1934 verscheen. Wij denken verder aan de theorieën over de vorming van chemische elementen, die zijn gebaseerd op verschillende hypothesen aangaande het oerstadium van het heelal, aan de oorsprong van de kosmische straling, waarvan misschien een deel 'fossiel' zou kunnen zijn, aan de hypothese van de continue creatie en de fysische omzettingen van de gecreëerde materie en aan de hypothese van de 'steady state'. Dieper nog gaat het dispuut over de kosmologische afstoting en over de mogelijkheid dat Newtons gravitatieconstante in het geheel geen constante is. Wij denken aan het geheimzinnige principe van Mach, aan de mogelijke invloed van de 'verre materie' op de gedragingen van de materie hier. En waarom zouden wij zwijgen over de pogingen om te komen tot een algemene theorie die elektromagnetische werkingen, gravitatie en kernkrachten tot een hogere eenheid doet samenvloeien en de schizofrenie van de fysica doorbreekt?

Wij hebben deze theorie nodig om meer te kunnen begrijpen van vroegere stadia in de expansie van het heelal.

In deel 4, v.5 en in het bijzonder in v.5.5 hebben wij gezien, hoe de veelal abstracte theorieën over de expansie van het heelal ons uitdagen tot een diepergaande studie van de fysische eigenschappen van de materie, en hoe de concrete gedragingen ervan, met inbegrip van de samenklontering tot afzonderlijke, grote eenheden, opnieuw aan de orde worden gesteld. Dit interesseert de astronoom dan weer, wanneer hij op zoek is naar een uitgangspunt voor zijn studie van de evolutie in de kosmos.

Van groot belang is de ontdekking van de kosmische achtergrondstraling waarvan de intensiteit en de spectrale verdeling, althans in het radiogebied, kunnen worden beschreven als zwartlichaamstraling, behorende bij een temperatuur van 3° Kelvin. In het radiogebied overtreft deze achtergrondstraling met een kolossale factor de totale radiostraling die door sterren en andere bekende bronnen sinds de 'eerste der dagen' is uitgezonden. (In het visuele gebied is de verhouding omgekeerd.) Men heeft dit gezien als bewijs dat de achtergrondstraling is ontstaan in de oerfase van het heelal, en dus als 'fossiele straling' kan worden beschreven. Wanneer dit juist is, en wanneer men aanneemt dat een fossiel foton gemiddeld een of meermaal in zijn 'leven' een verstrooiingsproces heeft ondergaan, kan men besluiten tot een bovengrens voor de afmetingen van het heelal in het tijdvak dat de fossiele straling ontstond. Het blijkt dan, dat de schaalparameter R in ieder geval tien- of meermalen zo klein is geweest als tegenwoordig, maar hoeveel kleiner kan uit dit gegeven niet worden afgeleid. Wij krijgen geen uitsluitsel over de oerstaat.

Belangrijk is vooral de invloed die de kosmische achtergrondstraling kan hebben gehad op de vorming van de grote structuren in het heelal – zoals de grote sterrenstelsels, of de clusters van sterrenstelsels. De gravitatiekrachten 'streven' naar een samenballing van de materie in grote klonters. Maar de stralingsdruk (nauwkeuriger gezegd: een eventuele drukgradiënt) werkt deze samenballing tegen. Deze tegenwerking had naar het schijnt een aanzienlijk succes in gebieden die zo groot waren, dat de straling er niet snel uit kon ontsnappen. Zo is de kosmische achtergrondstraling niet alleen een indicator voor de toestand van het heelal in vroeger dagen, maar ook een agens dat mede verantwoordelijk is voor de ontwikkelingsgang die het heelal is gegaan. Wij kunnen hier geen uitvoerige beschouwing geven over het 'worden der werelden'; kosmogonische beschouwingen vindt men trouwens op vele plaatsen in deze uitgave. Er is echter één facet dat wij uitdrukkelijk willen vermelden. Wij spreken nu over de stand van de wetenschap vóór de ontdekking van de expansie van het heelal.

Toepassing van de wetten van de thermodynamica op het universum had bijna algemeen de mening doen post vatten dat het heelal zich ontwikkelt in de richting van de 'warmtedood', dat wil zeggen: naar een toestand waarin alle materie, alle straling, enzovoort, gelijkmatig zal zijn verspreid over de gehele wereldruimte (Clausius). Dit is namelijk de toestand van 'maximale wanorde', omdat het de toestand is die wij meestal krijgen, wanneer wij de materie lukraak over de ruimte verdelen zonder een enkel ordeningsprincipe in acht te nemen. Het wetenschappelijk codewoord voor deze toestand is: 'toestand van maximale entropie'. Wanneer deze toestand nog niet is bereikt, zullen nivelleringsprocessen de entropie doen toenemen.

Het is hoogst merkwaardig, dat het geloof in de warmtedood geen afbreuk heeft gedaan aan de blijkbaar diep gewortelde overtuiging dat de huidige kosmos zich moet hebben ontwikkeld uit een homogeen medium dat de gehele wereldruimte vulde, dus door een proces van differentiatie, dat lijnrecht ingaat – of schijnt in te gaan – tegen de door de thermodynamica gestelde regel.

De kosmische kracht die een dergelijke ontwikkeling kan teweegbrengen, is de gravitatie. Gravitatie is de hoofdoorzaak van het samenballen van materie in sterren of andere kosmische lichamen. Bij deze processen komt energie vrij, die als straling wordt uitgezonden en die zich over de gehele wereldruimte verspreidt. Er is geen twijfel aan, dat in dit proces de entropie toeneemt: het is, als geheel gezien, een nivelleringsproces. De ster in wording staat energie af bij betrekkelijk hoge temperatuur en ziet daardoor zijn entropie dalen; de wereldruimte neemt de energie op bij een lagere hittegraad, waardoor de entropie ervan met een groter bedrag stijgt. De toename van de entropie S van een fysisch systeem is namelijk gegeven door:

$$\mathrm{d}S = \frac{\mathrm{d}Q}{T} \qquad (6,1)$$

waarin $\mathrm{d}Q$ = de van buitenaf toegevoegde warmte en T = temperatuur. Overdracht van energie $\mathrm{d}Q$ van een heet lichaam aan zijn koelere omgeving leidt tot een toename van de entropie:

$$\mathrm{d}S = -\frac{\mathrm{d}Q}{T_1} + \frac{\mathrm{d}Q}{T_2} > 0 \quad (T_1 > T_2) \qquad (6,2)$$

Voor de ster zelf leidt de emissie van straling tot een afname van zijn energie en van zijn entropie. De evolutie van de ster vertoont geen nivellering: de chemische constitutie wordt inhomogeen, er ontstaan grote contrasten tussen kern en mantel, vrijmaking van energie vindt

plaats in een aantal 'schillen' door zeer verschillende processen, nucleaire processen leiden tot de opbouw van gecompliceerde kernstructuren die het oerelement waterstof althans ten dele gaan vervangen.

Dit is geen ontwikkeling in de richting van de warmtedood. Toch gaan ook de sterren naar hun einde. Voordat het zover komt, hebben zij waarschijnlijk, behalve energie in de vorm van straling, een niet onaanzienlijke hoeveelheid materie aan de omgeving afgestaan. Maar wij vermoeden toch, dat er een deel van de stermaterie achterblijft in de vorm van zeer compacte materieklompen die bijna niet meer in wisselwerking staan met de omgeving, behalve dan door hun gravitatiewerkingen.

De expansie van het heelal brengt een nieuw element in het geding. Het is mogelijk, dat de tegenwoordige expansiefase wordt gevolgd door een contractie. Wij komen dan in de situatie, dat het kosmische stralingsveld dat nu door de expansie wordt verdund, gedurende de contractie wordt versterkt en op den duur een overheersende rol kan gaan spelen. Tolman, die deze problemen heeft onderzocht, komt tot de conclusie dat afwisselende expansie en contractie – Tolman neemt hier aan, dat een omkering van de beweging ook in de sterk gecomprimeerde toestand mogelijk is – werkt als een soort pomp die voortdurend meer energie in het heelal pompt, een conclusie die wij hier niet kritisch willen onderzoeken; (zie echter deel 4, v.). Wanneer er meer energie in het heelal wordt gebracht, is de 'maximale entropie' van vroeger niet meer een echt maximum, want vergroting van de energie-inhoud maakt ook vergroting van de entropie mogelijk.

Tolman komt tot de conclusie dat het heelal in een groot aantal opeenvolgende cycli een vast evolutiepatroon kan herhalen, zij het op telkens vergrote schaal. Deze theorieën van Tolman zijn in hoge mate speculatief en kunnen stellig niet worden beschouwd als een definitief antwoord op de problemen. Maar zij zijn interessant en belangrijk, omdat zij het probleem van de evolutie van het heelal als geheel aan de orde hebben gesteld, en omdat zij laten zien, dat de kosmische expansie (of contractie) van fundamenteel belang is.

P. G. BERGMAN, *The Riddle of Gravitation*, Scribner, New York, 1968.

W. BOUNO, *The Mystery of the Expanding Universe*, The MacMillan Co., New York, 1964.

GEOFFRY BURBIDGE en MARGARET BURBIDGE, *Quasi-Stellar Objects*, W. H. Freeman, San Francisco, 1967.

PAUL W. HODGE, *Galaxies and Cosmology*, McGraw-Hill, New York, 1966.

E. HUBBLE, *The Realm of the Nebulae*, Dover Publications, New York, 1959.

F. D. KOHN en H. P. PALMER, *Quasars – Their Importance in Astronomy and Physics*, Harvard University Press, 1967.

J. D. NORTH, *The Measure of the Universe (A History of Modern Cosmology)*, Oxford University Press, 1965.

HANS REICHENBACH, *Space and Time (The Philosophy of –)*, Dover Publications.

H. P. ROBERTSON en TH. W. NOONAN, *Relativity and Cosmology*, Saunders, 1968.

E. L. SCHATZMANN, *The Structure of the Universe*, McGraw-Hill, New York, 1968.

JAGJIT SINGH, *Moderne Kosmologie*, Spectrum, Utrecht.

TJOMME DE VRIES, *De mens in het uitdijend heelal*, Spectrum, Utrecht.

G. J. WHITTROW, *The Structure and Evolution of the Universe*, Hutchinson & Co., Londen, 1959.

Lijst van platen

Plaat 1, t.o. pagina 32: Boven: de noordelijke melkweg; onder: de zuidelijke melkweg (volgens Pannekoek).
Plaat 2, t.o. pagina 32: De melkweg in het sterrenbeeld de Schorpioen.
Plaat 3, t.o. pagina 33: De Plejaden, een open sterrenhoop.
Plaat 4, t.o. pagina 33: De bolvormige sterrenhoop M3.
Plaat 5, t.o. pagina 48: De spiraalnevel M 104 = NGC 4594 in de Maagd (type Sa/Sb); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies.*
Plaat 6, t.o. pagina 48: De Grote Magellaanse Wolk (type Irr 1); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies.*
Plaat 7, t.o. pagina 49: Het Andromedastelsel M 31 = NGC 224 (type Sb) met de begeleiders NGC 205 (type Ep) en NGC 221 = M 32 (type E).
Plaat 8, t.o. pagina 64: Het balkspiraalstelsel NGC 1300 in Eridanus (type SBb(s)); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies.*
Plaat 9, t.o. pagina 64: Het elliptisch stelsel M 87 = NGC 4486 met 'jet' (type EOpec); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies.*
Plaat 10, t.o. pagina 65: Het dwergstelsel in Sextans (type Irr); uit Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies.*
Plaat 11, t.o. pagina 80: Groep van extragalactische stelsels in Corona Borealis (opname met de 5 meter-spiegeltelescoop, Mount Wilson and Palomar Observatories).
Plaat 12, t.o. pagina 81: Een aantal supernovae, gevonden in extragalactische stelsels (volgens Humason, Gomes and Kearns, *Publications Astr. Soc. Pacific*, vol. 73, pag. 175, 1961).
Plaat 13, t.o. pagina 96: De zogenoemde roodverschuiving in de spectra van sterrenstelsels; uit *Scientific American*, 1956, september, pag. 172.

Plaat 14, t.o. pagina 97: Enkele extragalactische radiobronnen; volgens Maltby, Matthews and Moffet, *Astrophysical Journal*, vol. 137, pag. 153, 1963.
Plaat 15, t.o. pagina 112: Het zuurstofdoublet bij λ 3729 en 3726 Å in drie verschillende planetaire nevels (opname met de 60 inch Mt. Wilson telescoop, naar D. E. Osterbrock).
Plaat 16, t.o. pagina 112: De planetaire nevel NGC 7293 in Aquarius.
Plaat 17, t.o. pagina 113: De Rosettenevel, met erover gesuperponeerd isofoten van de radiostraling op golflengte 10 cm (naar T. K. Menon).
Plaat 18, t.o. pagina 113: De Orionnevel (opname Lick Observatorium).
Plaat 19, t.o. pagina 128: Het centrale deel van de Orionnevel, met het Trapezium (opname van het observatorium te St. Michel, Haute Provence).
Plaat 20, t.o. pagina 128: De Krabnevel, gefotografeerd in rood waterstoflicht, Hα (opname met de 100 inch-telescoop, Mount Wilson).
Plaat 21, t.o. pagina 129: Nevel M16 (NGC 6611) in het Schild van Sobieski; met bolwolkjes en olifantsslurven (opname met de 200 inch-telescoop, Mt. Palomar).
Plaat 22, t.o. pagina 129: Multipliciteit van interstellaire absorptielijnen, volgens een waarneming van Livingston en Lynds, Kitt Peak Nat. Observatory, Arizona.
Plaat 23, t.o. pagina 144: Het sterrenstelsel Messier 81 in Ursa Major. Opname Palomar.
Plaat 24, t.o. pagina 145: Een deel van de cluster van sterrenstelsels in Hercules. Opname Palomar.

Vooral voor de juiste interpretatie van formules zij de lezer gewezen op het verschil tussen de cursieve v (v) en het teken voor de Griekse n (ν).

Verantwoording

In de eerste jaren na de Tweede Wereldoorlog verscheen de ENSIE: Eerste Nederlandse Systematisch Ingerichte Encyclopedie, een interessante en alleszins geslaagde poging om in een tiental delen tot een systematisch overzicht en beschrijving van onze destijdse kennis te komen. De leiding was in handen van een uniek viertal, de hoogleraren Pos, Romein en Kramers, en Ir. H. Vos. Men was erin geslaagd de medewerking te krijgen van de beste Nederlandse geleerden.

Nu, ruim twintig jaar later, na de enorme uitbreiding die de wetenschap in de naoorlogse jaren heeft doorgemaakt, leek het mij alleszins gerechtvaardigd, de vraag van de Wetenschappelijke Uitgeverij, of een nieuwe uitgave van het deel 'Sterrenkunde' uit de oude ENSIE zin had, bevestigend te beantwoorden. Men denke aan de grote vlucht, die de sterrenkunde in de laatste twintig jaar heeft doorgemaakt door het in gebruik nemen van grote en nieuw-ontworpen instrumenten, aan het nieuwe vak van de *radioastronomie* en de nog nieuwere *ruimteastronomie*, die de sterrenkunde, sterker dan ooit in het verleden, in de belangstelling van het publiek brachten. Ook nu was de steun van de Nederlandse sterrenkundigen bij de uitwerking van dit plan verheugend en stemde het dankbaar, dat de medewerkers aan deze nieuwe uitgave gevonden konden worden onder de beste Nederlandse deskundigen op de onderscheiden specialiteiten.

Bij het overwegen welk karakter dit werk zou moeten hebben, is getracht nauw aan te sluiten aan de geest van de oorspronkelijke ENSIE, zoals onder meer geformuleerd door Pos in zijn inleiding tot het eerste deel:

'Wij hebben met dit werk de bedoeling, om gefundeerde, systematische kennis te verspreiden onder de leden van de Nederlandse stam. De opvatting, als zou verbreiding van kennis de wetenschap neerhalen, delen wij niet...'
en:
'Onze encyclopedie heeft tot doel, boven de verzameling van feitelijke wetenswaardigheden uit te komen en de feiten af te ronden tot een geheel.'

Indien gevraagd concreet te formuleren tot welke groepen van lezers deze nieuwe uitgave zich in het bijzonder richt, is het antwoord: in de allereerste plaats tot de intelligente leek. Wij hopen, dat dit boek van nut kan zijn, enerzijds voor wetenschapsbeoefenaren, niet-sterrenkundigen, die zich een oordeel willen vormen over specifieke sterrenkundige vragen en methoden. Daarnaast meenden we, dat het boek leesbaar moet zijn voor de geïnteresseerde leek, die zelf geen wetenschappelijk onderzoeker is. Wij hebben verder getracht het boek zo te schrijven, dat het goed bruikbaar zal zijn voor eerste- en tweedejaarsstudenten in de wis-, natuur- en sterrenkunde, als *naslagwerk* naast hun sterrenkundige studie en om feitelijke *achtergronden* van bepaalde problemen, die tijdens de collegestudie mochten rijzen, toe te lichten. In die zin zou het boek ook dienstig kunnen zijn voor oudere studenten en vakastronomen. Een leerboek is het echter niet, daar het boek in de eerste plaats resultaten geeft, en minder de wis- of natuurkundige argumentatie die tot deze resultaten voerde.

Tot slot moge ik de auteurs danken voor hun vlotte, en altijd zeer plezierige medewerking, en de Wetenschappelijke Uitgeverij voor haar voortdurende hulp.

C. DE JAGER *Utrecht, najaar 1969*

Register op de vier delen

aanslagenergie, 3-27, 43; 4-155
helium, 3-43
aanslag (excitatie) temperatuur, 3-28, 59
aantrekkingskracht, 2-12
aardbevingen, 2-32
aarde, 2-66
albedo, 2-43
binnenkern, 2-32
kern, 2-32, 66
mantel, 2-32, 66
omwenteltijd, 1-33; 2-21
rotatie, 2-22, 89
wenteling, 1-30
Abell, G. O., 4-69, 186
aberratie, 4-220
abondantiebepalingen, 3-75, 227
abondanties, 2-140; 3-48, 75, 77, 187, 193, 195
kosmische straling, 4-171
planetaire nevels, 4-103
absolute bolometrische lichtsterkte, resp. magnitude, 3-46, 49
absolute lichtsterkte, resp. magnitude, 3-13, 56, 58; 4-23, 69
bedekkingsveranderlijken, 3-92
centrale sterren van planetaire nevels, 3-85
Cepheïden, 3-211
novae, 3-217
sterren, 3-201
supernovae, 3-219
verdelingsfunctie (lichtkrachtwet), 4-39
witte dwergen, 3-192, 193
absolute ruimte, 4-192, 194
absolute tijd, 4-192
absolute waarnemingen, 1-74
absorberende laag, 4-37
absorberende wolken, 4-83
absorptie, 3-14, 18, 25, 45, 48; 4-15
atmosferische, 1-12
continue spectrum, 3-27
interstellaire, 4-15, 24, 30, 49, 73, 188
poolkap-, 2-139
röntgenstraling, 4-158
selectieve, 4-24, 38, 43
synchrotron-zelf-, 4-79
absorptiecoëfficiënt, 2-106; 3-43, 70, 71, 132, 135
absorptielijnen, 2-99; 3-65; 4-26, 38, 81, 83
interstellaire, 4-121, 122

OH-, **4**-49
radiële snelheden, **4**-70
absorptieprofiel, **3**-69
absorptiespectrum, **2**-24
Achernar, **3**-46
achondrieten, **2**-83
achtergrondstraling
continue, **4**-48
actief gebied, **2**-133
activiteitscentra, **1**-119
activiteitsgebieden, **4**-158
Adams, J. C., **2**-64; **4**-121
Adams, W. S., **3**-56
adiabatisch
contractie, **3**-140
expansie, **3**-140
model, **3**-127
pulsatie, **3**-213
temperatuurgradiënt, **2**-109; **3**-160
toestandsveranderingen, **3**-126
Adonis, **2**-57
Aerobee-raket, **1**-186
afbeeldingsinstrumenten, **1**-183
afplatting, **4**-31
planeten, **2**-46
sterrenstelsels, **4**-75
afschermingsenergie, **3**-178
afstandsmodulus, **3**-13, 205
afstandsschaal, **4**-15, 42
kosmische, **4**-187
Airy, G. B., **1**-82
albedo, **2**-24
aarde, **2**-43
maan, **2**-43
planeten, **2**-46
Aldebaran, **3**-46, 57, 63
alfa-deeltjes, **3**-145, 149, 186
alfa-radioactiviteit, **3**-150
Algol, β Persei, **3**-86, 94
aswenteling, **3**-95
almanakken, **1**-51, 57
almucantaar, **1**-83
Alpenvallei, **2**-41
Alphonsus, **2**-40
Altair, **3**-46
Ambartsoemian, V. A., **4**-27
ambipolaire diffusie, **4**-54, 56
Andromedanevel, **4**-57,61, 62, 64, 83
Andromedastelsel, **3**-217; **4**-64, 66, 70
begeleiders, **4**-66, 68
centrale deel, **4**-65
massa, **4**-67
annihilatie, **4**-173
anomalieën
middelbare, **2**-18
spectrale, **3**-78
ware, **2**-18
antapex, **4**-18
Antares, **3**-34, 46, 57, 63
antenne
cilinder-, **1**-127
hoorn-, **1**-126
kruis-, **1**-116, 146, 147
logaritmisch periodische, **1**-126
parabolische, **1**-128
Yagi-, **1**-125
antennediagram, **1**-122, 136
antennetemperatuur, **1**-135, 136
antideeltje, **3**-147
antineutrino's, **3**-146, 147, 177, 191
apertuur-synthese, **1**-148
apex, **4**-18
aphelium, **2**-17
apogeum, **1**-38
Apollo, **2**-57
apsiden, **1**-38
-lijn, **3**-91, 93, 98
Ap-sterren (peculiaire A-sterren), **3**-77, 78
Aquarius
komeetjes-nevel, **4**-104
η Aquilae, **3**-211
arceercamera, **1**-98
archimedische spiraal, **2**-137
Arcturus, **3**-14, 46, 49, 63
Arecibo-observatorium, **1**-158
Ariel-1, **1**-162
Aristarchus, **2**-43

Arp, H., **3**-206, 217; **4**-60
asgrauw licht, **2**-43
aspecten (configuraties), **2**-11
associaties, **4**-27 e.v., 30, 42
asteroïden, *zie* planetoïden
A-sterren, **3**-41
  late, **4**-44
  peculiaire (Ap-sterren), **3**-77, 78
astrofysica, **1**-72
astrolabium, **1**-79, 86
astrometrie, **1**-72
astrometrische dubbelsterren, **3**-111
  massa, **3**-112, 193
  massafunctie, **3**-112
astronomie
  gamma-, **4**-154
  radar-, **1**-118, 157
  radio-, **1**-113
  röntgen-, **4**-154
astronomische
  breedte, **1**-23
  lengte, **1**-23, 26
  schemering, **1**-52
Astronomische Eenheid, **1**-158; **2**-14, 137
asymmetrische verdeling, **4**-31
  waterstofgas, **4**-43
ataxieten, **2**-83
Atkinson, R. d'E., **1**-78
Atlas of Stellar Spectra, **3**-57
atmosfeer, **1**-164
atmosferisch
  absorptie, **1**-12
  druk, **3**-58
  extinctie, **3**-14
atoomgewicht, **3**-19, 136, 137, 139, 144
  effectief, *zie* effectief atoomgewicht
  sterren, **3**-201
atoomkernen, **3**-145, 173, 194
  bindingsenergie, **3**-149, 187
  instabiliteit, **3**-145
  stabiliteit, **3**-145
atoommodel van Bohr, **4**-154
AR-Aurigae, **3**-109
WW-Aurigae, **3**-109
β-Aurigae, **3**-60
ε-Aurigae, **3**-92, 101
  eclips, **3**-103
  model van Huang, **3**-92, 103
ζ-Aurigae, **3**-92, 101
  eclips, **3**-100
avondster, **1**-47
axiaalsymmetrische schijf, **4**-55
axiale symmetrie, **4**-53, 54
azimut, **1**-21, 31
  sterrenkundig, **1**-22
  zeevaartkundig, **1**-22
azimutale opstellingen, **1**-69

Baade, W., **3**-211; **4**-40, 41, 49, 65
baan
  kometen, *zie* kometenbaan
  maan, **1**-38; **2**-37
  planeten, *zie* planetenbaan
  sterren, **4**-53
Babcock, H. W., **1**-110; **3**-78
balkspiraalnevel, **4**-72
balkspiralen, **4**-59, 64
ballons, **1**-161
Balmer, J. J., **3**-38
  -continuüm, **3**-42, 44; **4**-100
  -grens, **3**-42, 43, 44, 58
  -lijnen, **3**-41, 58
  -serie, **3**-38, 40, 41
  -sprong, **1**-107; **3**-43, 58, 193; **4**-100
Barnard, E. E., **4**-37
Barnards ster, **3**-16, 46, 114
baryonen, **3**-146, 153
Ba II-sterren, **3**-77
Bayer, J., **1**-19
Becker, W., **3**-211
bedekkingsveranderlijken, **3**-86, 92, 227
  absolute lichtsterkte, resp. magnitude, **3**-92
  massa, **3**-92, 101, 109
beeldversterkers, **1**-66
begeleiders

Andromedastelsel, **4**-66, 68
donkere, **3**-11
onzichtbare, **2**-91
behoudwetten, **3**-120, 146
impulsmoment, **3**-148, 166
bergen
maan, **2**-40
Mars, **2**-52
Berlage, H. P., **2**-88
Bessel, F. W., **3**-12
Be-ster, **3**-82
beta-activiteit, **3**-146, 153
omgekeerde, **3**-177, 182, 197, 222
beta-verval, **3**-146, 149, 155, 197
Betelgeuze, **3**-14, 46, 49, 63, 78
Bethe, H. A., **3**-154
bevolkingstypen (populaties), **3**-76, 114, 182, 195; **4**-40, 49
type I, **4**-40
type II, **4**-40
bewegende groep, **4**-28
bewegingen
cirkel-, **4**-32, 43, 67
eigen-, *zie* eigenbeweging
integralen, *zie* integralen van beweging
niet-rotationele, **4**-72
parallactische, **4**-19
peculiaire, **4**-19 e.v., 34
perihelium- (rozet), **2**-21, 48
retrograde (teruglopende), **1**-45
sterrenstelsels, **4**-73
zon, **4**-19, 34
bezettingsfractie, **3**-175
Biermann, L., **2**-71
big bang, **4**-236, 240
bindingsenergie, **3**-32
atoomkernen, **3**-149, 187
waterstofatomen, **3**-174
bipolair magneetveld, **2**-127
bits, **1**-170
black body radiation (zwarte straling), **3**-18
blauwe stellaire objecten, **4**-82
Bohr, N., **3**-143
atoommodel, **4**-154
boliden (vuurbollen), **1**-49; **2**-77
bolometers, **1**-63
bolometrische correctie, **3**-15, 63, 64
bolometrische lichtsterkte, resp. magnitude, **3**-14, 15, 20, 49, 63
absolute, **3**-46, 49
Boltzmann, L., **3**-27
constante, **3**-70, 137, 175
bolvormige sterhopen, **3**-204, 206, 217, 228; **4**-14, 28 e.v., 30, 31, 45, 49, 50, 61, 65, 75
halo, **4**-28
kern, **4**-28
verdeling, **4**-15
bolwolken (globulen), **4**-113, 115
Bondi, H., **4**-241, 246
Boogschutter, **1**-26
boomringen, **2**-139
Bootis
α-, **3**-63
ζ-, **3**-109
Borgman, C. S., **4**-116
botsingsdemping, **3**-69
botsing van de tweede soort, **4**-95
bound-free-processen, **3**-43
Bouwers, A., **1**-62
Bowen, I. S., **1**-99; **3**-82; **4**-97
Bowyer, **4**-161
Boyle-Gay-Lussac, **3**-119, 127, 137, 169
Brahe, T., **1**-12; **3**-219
breedte
astronomische, **1**-23
bundel-, **1**-116
equivalente, **3**-66, 67, 71, 74
galactische, **1**-23, 24
bromiumkern, **3**-200
Brouwer, D., **2**-21
Brown, R. H., **3**-63
Bruno, G., **3**-11; **4**-208
Brussel, **1**-56
B-sterren, **3**-48, 76; **4**-65
dupliciteit, **3**-166
late, **4**-44

B-typen, 3-41, 43
buiging, 3-61
buigingslenzen, 1-185
buigingsrooster, 1-96, 177
buitenplaneten, 1-45
Bullen, K. E., 3-180
bundelbreedte, 1-116
Burbidge, G., 3-77, 197; 4-153
Burbidge, M., 3-77, 197; 4-153, 233
Burnight, T. R., 4-154
B-V-diagram, 4-30

3C 273, 4-81
calcium
  geïoniseerd, 4-38
Cambridge-catalogus van radio-
  bronnen, 4-81
Cameron, A. G. W., 3-186
Canis Majoris
  α-, 3-63
  δ-, 3-57
Cannon, A. J., 3-34
Canopus, 3-46, 63
Capella, 3-14, 46, 116, 118
Carte du Ciel, 1-84
Cas A (Omeganevel)
  radiobron, 4-110, 138, 146, 164
  supernovarest, 4-110, 138
η Cassiopeiae, 3-109
Castor C = YY Geminorum, 3-60,
  92, 99, 109
Cavendish, H., 2-16
α-Centauri, 3-12, 16, 46, 109;
  4-160
β-Centauri, 3-46
3-Centauri A, 3-77, 158
  heliumlijnen, 3-196
Centaurus A, 4-79
centrale sterren van planetaire
  nevels, 3-82, 83, 85, 190; 4-101
  absolute lichtsterkte, resp. mag-
  nitude, 3-85
  effectieve temperatuur, 3-85
U-Cephei, 3-92, 95
VV-Cephei, 3-92, 100, 101
  eclips, 3-100, 101
  emissielijnen, 3-101
VW-Cephei, 3-92, 98
β-Cephei, 3-210
δ-Cephei, 3-210, 211, 216
μ-Cephei, 3-57
Cepheïden, 3-209, 210, 216, 217;
  4-45, 51, 57, 63, 64, 65, 188
  absolute lichtsterkte, resp. mag-
  nitude, 3-211
  contractie, 3-211
  Hertzsprung-Russelldiagram,
  3-213, 214, 216
  radiële snelheden, 3-211
  type I, 4-25, 44, 61, 69
  type II, 4-25
Ceres, 2-54, 57
Ceti
  UV-, 3-17
  o-, 3-63
Chalonge, D., 3-22, 23, 45
Chandrasekhar, S., 1-107
  limiet, 3-182
  massa-radius-relatie, 3-193
  -Salpeter-limiet, 3-191, 193, 220
Charlier, C. V. L., 4-209, 242
chemische evolutie, 3-195
  heelal, 3-228
chondren, 2-84
chondrieten, 2-83
  koolstofhoudende, 2-84
Christiansen, W. N., 1-147; 4-124
Christy, R. F., 3-217
chromosfeer, 1-91; 2-98, 114; 3-43,
  44, 76, 79, 80
  zon, 3-79
chromosferisch
  fakkels (plages), 2-114
  netwerk, 2-111, 115, 121
Chubb, T. A., 4-161
cilinderantenne, 1-127
cilindersymmetrie, 4-53
circulaire polarisatie, 1-152, 153
circumstellaire materie, 3-97, 99
cirkel

galactische, 1-20, 23
grote, 1-19
meridiaan-, 1-75, 85, 86
verticaal-, 1-77
cirkelsnelheid (cirkelbeweging), 4-32, 43, 67
bij de zon, 4-35
Cirrusnevels, 4-110
classificatie
criteria, 3-58
fotometrische, 3-58
Harvard-, 3-34, 36, 45, 54, 56
Hubble, 4-58
Mayall, 4-60
Morgan, 4-60, 62
naar lichtkracht, 3-56, 57
Clausius, R. J. E., 4-250
Clay, J., 4-168
Clemence, G. M., 2-21
clusters
sterrenstelsels, 4-62, 183
super-, 4-186
Virgo-, 4-185, 188
CNO-cyclus (koolstofcyclus), 3-155, 158, 196
coelostaat, 1-71
Coma-hoop, 4-166
compacte stelsels, 4-62, 63
compacte sterrenstelsels, 4-82
Compton, A. H., 4-168
invers effect, 4-166, 179
straling, 4-82
compound-interferometer, 1-145
condensatieproces, 2-125
condensaties, 4-63, 73, 75
configuraties (aspecten), 2-11
elektronen-, 3-25, 30
conjunctie, 1-38; 2-12
bovenste, 1-46; 2-12
onderste, 1-46; 2-12
constante
dempings-, 3-68, 69
diëlektrische, 2-27
gravitatie-, 2-16; 3-56, 107; 4-244, 248
Hubble, 4-74, 82
Oort, 4-34, 36
Planck, 3-27
Rydberg, 3-38
Stefan-Boltzmann, 3-21
tijd-, 1-133, 157
zonne-, 2-97
contactparen, 3-97, 98
continue achtergrondstraling, 4-48
continue creatie, 4-241
continu spectrum, 2-98, 99, 116; 3-18, 43
absorptie, 3-27
emissie, 3-27
continuïteitsvergelijking, 4-52
continuüm, 3-18, 67, 73
Balmer-, 3-42, 44; 4-100
Lyman-, 3-43, 161
Paschen-, 4-100
tijd-ruimte-, 4-216
ver-ultraviolet, 3-85
contractie, 3-121, 143, 166, 167; 4-23, 75
adiabatische, 3-140
Cepheïden, 3-211
in de kern van reuzensterren, 3-185
theorie van Helmholtz, 3-140, 141
convectie, 3-129, 130, 131, 136, 159, 160, 161, 167
energietransport, 3-160, 162
turbulente, 2-110
convectiezone, 2-106, 109; 3-171
convergentiepunt
eigenbewegingen, 4-23
coördinatenstelsels, 1-19, 28
Copernicus, N., 1-45; 2-9
corona, 1-166; 2-86, 98; 3-33, 34; 4-158
geo-, 2-33
stof-, 2-116
temperatuur, 2-104
coronacondensaties (verdichtingen), 2-117, 128, 131
kortstondige, 2-128
langdurige, 2-127

T Coronae Borealis, **3**-100, 101
coronagraaf, **1**-93
coronalijnen
  gele, **2**-128, 129
  groene, **2**-116
  rode, **2**-116
Coronascoop
  -1, **1**-166
  -2, **1**-166
Cowling, T. G., **3**-214
Cox, J., **3**-214
Crawford, D. L., **3**-58
Crucis
  α-, **3**-46
  β-, **3**-46
Culgoora, **1**-150, 155
culminatie
  bovenste, **1**-31
  onderste, **1**-31
culminatiehoogten, **1**-23
culmineren, **1**-31
cyclotron, **3**-171
Cyg
  -A, **4**-165
  -X-1, **4**-162
  -X-2, **4**-165
  -X-3, **4**-165
Cygni
  P-, **3**-82, 139
  V444-, **3**-92, 103
  Y-, **3**-92, 98, 109
  τ-, **3**-118
  31-, **3**-101
  32-, **3**-101
  61-, **3**-16, 46, 49
Cygnusbocht, **4**-110, 138
Cygnus X-complex, **4**-136
Cysatus, J. B., **4**-107

dagen, **2**-32
  korten, **1**-37
  lengen, **1**-37
dampkring, **1**-12; **2**-32, 39
Danjon, A., **1**-82
Davis, R., **3**-159
declinatie, **1**-22, 31
declinatie-as, **1**-69
degeneratie, **3**-175, 176, 192, 194
  elektronengas, **3**-197
  relativistisch, **3**-176, 181
degeneratieparameter, **3**-175
Deimos, **2**-54
delta Cephei
  type I-Cepheïden, **4**-25, 44, 61, 69
  type II-Cepheïden, **4**-25
dempingsconstante, **3**-68, 69
dempingsparameter, **3**-69
dempingsprofiel, **3**-72
dempingsvleugels, **3**-69
Deneb, **3**-46, 57
detectoren
  halfgeleider-, **1**-188
  stralings-, **1**-170
  synchrone, **1**-144
  Tsjerenkow-, **1**-188
deuterium, **3**-173
Deutsch, A. J., **3**-80
dichtheidsfluctuaties, **4**-55
dichtheidsgolf, **4**-55
dichtheidsverdeling, **4**-31, 36
Dicke, R. H., **1**-137; **4**-212, 237, 246
diëlektrische constante, **2**-27
diepzeeslik, **2**-85
dierenriem, **1**-26, 35, 48
differentiële galactische rotatie, **4**-25, 32
differentiële rotatie, **2**-97, 130; **4**-55 e.v.
differentiële waarnemingen, **1**-74
diffuse emissienevels, **3**-164
diffuse gasnevels, **4**-87
diffuse nevels, **4**-89, 105
diffusie
  ambipolaire, **4**-54, 56
diffusietijd, **2**-122
dimensie
  lineaire, **4**-70
  melkwegstelsel, **4**-35
dip, **1**-24
dipool, **1**-120, 192

halve-golf-, **1**-122
Dirac, P. A. M., **4**-173, 244, 246
directe verrezending (real time telemetry), **1**-195
director, **1**-125
discrete radiobronnen, **4**-62
dispersie, **3**-57, 68
snelheids-, **4**-72
dissipatie, **2**-119
dissociatie, **3**-36, 197
dMe-sterren, **3**-209
dode sterren, **3**-178, 182, 192
Dollfus, A., **2**-23
donkere begeleider, **3**-111
donkere nevels, **4**-37
donkere wolken, **4**-43, 113
doorgangsinstrument, **1**-77, 83
doorlaatband, **1**-131
Doppler, C. J.
-effect, **2**-106; **3**-60, 69, 74, 82, 97 115, 211; **4**-220
-profiel, **3**-72
-verbredingen, **3**-69, 70
-verschuiving, **3**-48; **4**-74, 82
draaggolf, **1**-195
drielichamenprobleem, **2**-19
dualistische theorieën, **2**-88
dubbele radiobron, **4**-77, 80
dubbele stelsels, **4**-68, 71
dubbelsterren, **3**-62, 86, 98, 105, 106, 110, 172; **4**-27
astrometrische, *zie* astrometrische dubbelsterren
fotometrische, **3**-59, 64, 86
massa, **3**-110, 111
massaverhouding, **3**-98, 99, 116
spectroscopische, *zie* spectroscopische dubbelsterren
visuele, *zie* visuele dubbelsterren
Dunham, T., **2**-59
dupliciteit
B-sterren, **3**-166
dwaalsterren, *zie* planeten
dwergstelsels, **4**-61, 68
elliptische, **4**-61
dwergsterren, **3**-49
M-, **4**-51
rode, **3**-162
spectrale verschillen met reuzen, **3**-54, 56
sub-, **4**-50
witte, *zie* witte dwergen
Dwingeloo, **1**-116, 128, 156; **4**-132, 135
dynamica, **4**-52
sterrenstelsels, **4**-71
dynamisch evenwicht, **4**-52, 53

Easton, C., **4**-15
echellespectrograaf, **1**-178
eclips
lijn, **1**-36
eclipsen, **3**-87
ε-Aurigae, **3**-103
ζ-Aurigae, **3**-100
VV-Cephei, **3**-100, 101
gravitatie-effect, **3**-91
eclipsparen, **3**-116
eclipsspectra, **2**-105
eclipssterren, **3**-86, 99, 116
helling, **3**-89
lichtkromme, **3**-87, 88, 101
massa, **3**-89
massafunctie, **3**-90
randverzwakking, **3**-91
reflectie-effect, **3**-92
rotatie, **3**-91
straal, **3**-89
eclipstypen, **3**-86
eclipsvariabelen, **3**-86
radius, **3**-109
ecliptica, **1**-20, 23, 36; **2**-9
Eddington, A. S., **3**-105, 117, 133, 136, 139, 173, 212, 213, 214; **4**-235, 236, 243
standaardmodel, **3**-133, 134, 136, 139
edelgassen, **3**-30, 32
eenatomige gassen, **3**-129
eerste kwartier, **1**-40

eerste sterren, 3-165
efemeriden, 1-57
effectief atoomgewicht, 3-137, 138
reuzensterren, 3-183
effectieve temperatuur, 3-20, 21, 49, 59, 63, 64; 4-23
centrale sterren van planetaire nevels, 3-85
reuzensterren, 3-182
sterren, 3-201
eigenbeweging, 4-18 e.v., 32, 83
convergentiepunt, 4-23
sterren, 3-51, 56
eiland-universa, 4-57
Einstein, A., 3-147; 4-169, 213, 216, 224
heelal, 4-225, 228, 237, 245
relativistische roodverschuiving, 3-193
veldvergelijkingen, 4-223, 242
Eisinga, E., 1-54
elektrisch
geleidingsvermogen, 2-122
stromen, 2-122
veld, 3-138, 139, 182
elektromagnetische straling, 1-164, 170; 3-18, 25, 134
elektronen, 3-143, 146, 174; 4-173
positieve (positronen), 3-146
relativistische, 4-79, 82
stralings-, *zie* stralingselektronen
vrije, 3-25, 45, 48, 135, 224
elektronenconfiguratie, 3-25, 30
elektronendichtheid, 3-29, 174
elektronendruk, 3-29, 54, 175
nulpunts-, 3-175
elektronenenergiespectrum, 4-79
elektronengas
degeneratie, 3-197
elektronentemperatuur, 4-90, 98
planetaire nevels, 4-102
elektronenwolk, 3-174, 178
elektronvolt, 1-173; 3-25, 147; 4-156, 170
elementen, 3-30, 76, 144, 145, 196, 222
periodiek systeem, 3-30, 144
elliptische dwergstelsels, 4-61
elliptische nevels, 4-58
asverhouding van de ellipsvorm, 4-58
elliptische stelsels, 4-61, 68, 75
rotatiekromme, 4-71
elongatie, 1-46; 2-12
Emden, R., 3-105, 125, 126, 129, 130, 134
emissie, 3-18, 43, 80, 82
in continu spectrum, 3-27
neutrino's, 3-190, 191
primaire, 3-119, 120, 132, 136, 142, 143, 154, 158, 159, 164, 183, 186, 212, 228
spontane, 3-185
thermonucleaire, 3-214
vrij-vrij-, 4-97
emissiebult in de K-lijn, 3-80
emissiecoëfficiënt, 3-43
emissielijnen, 2-99; 3-79; 4-72, 81
VV-Cephei, 3-101
Lyman-alfa-, 1-178, 179
O-sterren, 3-76
radiële snelheden, 4-70
emissiemaat, 4-98
emissienevels
diffuse, 3-164
emissieobject, 3-82
emissieprocessen, 3-25
emissiespectrum, 3-82
emulsies
fotografische, 1-63
Encke, J. F., 2-80
komeet, 2-74
endotherme reacties, 3-143, 149, 185, 187, 196, 222
energie, 3-120
aanslag-, *zie* aanslagenergie
afschermings-, 3-178
bindings-, *zie* bindingsenergie
gravitatie-, 3-121, 141, 167, 178, 185, 228
grens-, 4-168

ionisatie-, *zie* ionisatie-energie
kern-, 3-140
kinetische, *zie* kinetische energie
magnetische veld-, 4-54
minimale, 3-179
nucleaire, 3-142, 186
nulpunts-, 3-175, 178, 188
potentiële, *zie* potentiële energie
rust-, 4-169
sterren, 3-14
stralings-, *zie* stralingsenergie
thermische, 3-28, 140, 166
thermonucleaire, 3-228
totale, 4-53
turbulente, *zie* turbulente energie
energiedichtheid, 3-175, 176; 4-54
thermisch stralingsveld, 3-18
energieniveaus, 3-25, 27, 68, 69
energieproduktie, 3-120
energieschaal, 3-25
energiespectrum, 4-48
elektronen-, 4-79
energiestroom, 3-12, 119, 132, 159
mechanische, 2-118
energietransport, 3-129, 158, 167
door convectie, 3-160, 162
door straling, 3-131, 160
in lichaam van sterren, 3-105
Eötvös, R., 4-212
e-proces, 3-187
equator, 1-20
equivalente breedten, 3-66, 67, 71, 74
equivalente temperatuur, 1-134, 135
0_2 Eridani, 3-46
Eros, 2-13, 55
eruptief
protuberansen, 2-128
sterren, 3-208
veranderlijken, 3-217
etherwind, 4-218
etmaal, 1-31, 33
euclidisch heelal, 4-228
evectie, 2-37
evenwicht
dynamisch, 4-52, 53
gedetailleerd, 3-22
ionisatie-, 3-28
lokaal thermisch, 3-21, 22, 23, 27, 227
mechanisch, *zie* mechanisch evenwicht
stabiliteit, 3-179
statistisch, 4-53
stermaterie, 3-138
stralings-, 2-109, 110; 3-105, 131, 133, 162, 225
thermisch, *zie* thermisch evenwicht
evenwichtsrelatie, 3-212, 213
evenwichtsvergelijking, 3-132
Evershed-effect, 2-113
evolutie, 3-98, 105, 120, 160, 166, 182, 190, 201, 205; 4-30, 152
chemische, *zie* chemische evolutie
interstellaire materie, 3-121, 228
interstellair medium, 3-121
reuzentak, 3-143, 187, 204; 4-23
sterbevolking, 3-228
sterrenstelsels, 4-74 e.v.
evolutieprocessen, 3-121
evolutiespoor, 3-169, 170, 187
evolutionaire nullijn, 3-205
excentriciteit
kometenbaan, 2-69
planetenbaan, 2-17, 46
excitatie, 2-102
-(aanslag) temperatuur, 3-28, 59
exnovae, 3-99
massa, 3-99
exotherme reacties, 3-222
expansie, 3-82, 85, 97, 187, 211, 219; 4-23, 27, 56, 204
adiabatische, 3-140
heelal, 3-206
Explorer, 1-162
explosie, 3-129, 142, 221; 4-56
snelheden, 4-73
explosieve sterren, 3-143
extars, *zie* röntgenbronnen

extinctie, 1-68; 4-112, 120
atmosferische, 3-14
interstellaire, 3-14, 15
extragalactische nevels
elliptische nevels, 4-58
onregelmatig gevormde nevels, 4-58
spiraalnevels, 4-57, 58, 62, 69, 75, 87
extragalactische radiobronnen, 4-76, 144
extragalactische radiostelsels, 4-79
extragalactische röntgenbronnen, 4-165
Cyg X-3, 4-165
extragalactische stelsels
radiostraling, 4-17
extragalactische sterrenstelsels, 4-37, 57
extreme superreuzen, 3-57

Fabry, C., 1-98
lens, 1-98
fakkels, 2-113, 121, 124
chromosferische (plages), 2-114
velden, 2-114
Faraday-rotatie, 4-47, 142, 144
fasehoek, 2-23
fasen (schijngestalten) van de maan, 2-37
faseverschuivingen, 3-62
Fehrenbach, Ch., 1-103
filamenten, 2-117
filter, 1-180
interferentie-, 3-58
kleuren-, 2-25
neutraal, 1-96
polarisatie-, 1-88
Flamsteed, J., 1-19
flitsspectrum, 1-91
flitssterren, 3-209
floersring van Saturnus, 2-61
flonkeren (scintillatie), 1-15, 68, 69, 164
fluorescentie
maanoppervlak, 2-44
-straling, 4-96
flux (oppervlakteheIderheid), 3-59
Fomalhaut, 3-46
Forbush-afname, 4-176
Fornax-stelsel, 4-66
Fort Davis, 1-155
fotocellen, 1-63, 65, 170
fotogeleidingscellen, 1-64
fotografisch
emulsies, 1-63
magnitude, 3-14
methoden, 3-110
refractor, 1-86
foto-ionisatietellers, 1-63
fotometer
Hartmann, 1-98
iris-, 1-97
ster-, 1-95
veelkleuren-, 1-104
fotometrie, 2-23; 3-211, 227; 4-72
fotometrisch
classificatie, 3-58
dubbelsterren, 3-59, 64, 86
parallaxen, 4-23 e.v.
fotomultiplicatorbuizen, 1-175
fotomultiplicators, 1-170, 175
fotonen, 1-170, 171, 173, 175, 182, 183, 187; 3-26, 146, 148; 4-172
fotonenteller
kosmische, 3-85
fotosfeer, 3-18, 24, 162, 167; 4-158
zon, 3-22
Foucault, J. B. L., 4-238
Fowler, A., 2-88; 3-221, 222
fragmentatie, 3-166
Fraunhofer, J. von, 3-34
-lijnen, 1-90; 2-74, 98; 3-65, 66, 68, 70, 71
-notatie, 3-36
Friedman, H., 4-161, 164, 166, 225, 241
fysisch
halo, 4-48
libratie, 2-39

galactisch centrum, 4-53, 158
galactische breedte, 1-23, 24
waterstofwolken, 4-56
galactische cirkel, 1-20, 23
galactische halo, 3-76, 184; 4-55, 56
galactische lengte, 1-23, 24
galactische nevels, 4-89
galactische radiobronnen, 4-76
galactische rotatie, 4-15
differentiële, 4-25, 32
galactische schijf, 4-55
galactische sterhopen
Hertzsprung-Russelldiagram, 3-201 e.v.
leeftijd, 3-206
ouderdomsbepaling, 3-206, 228
galactisch venster, 4-49
galactisch vlak, 3-184
Galilei, G., 2-60
gamma, 2-86
-astronomie, 4-154
-stralen, 1-13
-straling, 3-18; 4-154, 155
Gamow, G., 3-150, 151, 156, 173; 4-237
Gaposchkin, S., 3-92
gas
edel-, 3-30, 32
eenatomig, 3-129
elektronen-, *zie* elektronengas
ideaal, 3-134
intergalactisch, 4-166
interstellair, 4-51, 151
ionen-, 3-192
neutronen-, 3-194
stralings-, *zie* stralingsgas
verspreiding binnen sterrenstelsels, 4-76
waterstof-, 4-43
gasdichtheid
planetaire nevels, 4-101
gasdruk, 3-55, 124, 134, 138, 170
gasnevels, 4-64
diffuse, 4-87
lichtende, 4-65
gastelbuizen, 1-171, 172
gastheorie
kinetische, 4-53
gasversterking, 1-172, 173
Gauss, K. F., 1-79; 2-19
-profiel, 3-70
gedegenereerde materie, 3-143, 174 e.v., 188, 191, 192, 221
thermonucleaire processen, 3-221
gedetailleerd evenwicht, 3-22
Gegenschein (oppositielicht), 2-85
Geiger-Müller-buizen, 1-171, 173, 187; 4-161
geïntegreerd spectraaltype, 4-60
geïoniseerd calcium, 4-38
geïoniseerd waterstof, 4-17, 38
gebieden, 4-42
gele coronalijn, 2-128, 129
geleiding, 2-119
geleidingsband, 1-173, 174
geleidingsvermogen
elektrisch, 2-122
geluid
golven, 2-118, 125
snelheid, 2-118
gemiddelde parallax, 4-22
U Geminorum-sterren, 3-100, 190, 217
YY Geminorum (= Castor C), 3-60, 92, 99, 109
μ Geminorum, 3-63
geocorona, 2-33
geomagnetisch
staart, 2-36
storingen, 2-139
stormen, 2-139
gepolariseerd licht, 2-74
getijden, 2-89
getijdewerking, 3-95
getijkrachten, 2-22
gezichtseinder, 1-22
Giacconi, R., 4-154, 161
globulen (bolwolken), 4-113, 115
Goddard Space Flight Center, 1-166

Golay-cellen, 1-63, 64
golfmechanica, 3-152
golfpakket, 3-67, 68
golven
dichtheids-, 4-55
draag-, 1-195
geluids-, 2-118, 125
radar-, 2-13, 27, 81
radio-, *zie* radiogolven
schok-, 2-115, 119, 132
Goodricke, J., 3-86, 96
gordels
energierijke, geladen deeltjes, 2-35
Gould, 4-42
poollicht-, 2-36
stralings-, 2-35
Van Allen, 1-192; 2-36, 60; 4-175
vermijdings-, 4-112
zonnevlekken, 2-121
Gould, B. A.
gordel, 4-42
grafietdeeltjes, 4-43
granulae, 2-97
granulatie, 2-110
super-, 2-111, 115
gravitatie, 3-138, 140, 153; 4-222
-constante, 2-16; 3-56, 107; 4-244, 248
-druk, 3-124
-effect bij eclipsen, 3-91
-energie, 3-121, 141, 167, 178, 185, 228
-potentiaal, 4-52
-veld, 3-105; 4-52
-verschuiving, 4-215
-wet (wet van Newton), 2-12, 16
gravitationele potentiële energie, 4-55
Greenbank, 1-116, 128; 4-144, 145
Greenstein, J. L., 3-192, 193
Greenwich, 1-56
grensenergie, 4-168
groeikromme, 3-70, 71, 73, 74
groene coronalijn, 2-116
groepsvorming, 4-68, 73
grondniveau, 3-25, 28, 38, 43
Grote Beer, 1-17
Grote Magellaanse Wolk, 4-57, 64, 66, 72
G-type, 3-36
Gurski, H., 4-161

Hale, G. E., 2-119
halfgeleider-detectoren, 1-188
Halfregelmatigen, 3-210
Hall, J. S., 1-109; 4-117
Halley, E., 2-67, 80
komeet, 2-74
halo, 4-47, 48, 56, 80, 177
bolvormige sterhopen, 4-28
fysische, 4-48
galactische, 3-76, 184; 4-55, 56
melkwegstelsel, 4-49
populatie, 4-50
radio-, 4-48
Halternevel, 4-104
halve-golf-dipool, 1-122
Hanbury Brown, R., 1-111; 3-62
interferometer, 3-227
Härm, R., 3-139, 188, 189
harmonische wet van Kepler, 2-12, 18; 3-89
Harris, D., 3-109
Hartmann, J., 4-121
fotometer, 1-98
Harvard-classificatie van de spectra, 3-34, 36, 45, 54, 56
Hayashi, C., 3-167, 209
Heckmann, O., 4-227, 234, 243
Heel, A. C. S. van, 1-92
heelal, 4-191
beginperiode, 4-84
chemische evolutie, 3-228
Einstein-, 4-225, 245
Einstein-de Sitter-, 4-228, 237
euclidisch, 4-228
expansie, 3-206
gemiddelde dichtheid, 4-184
macrostructuur, 4-183
modellen, 4-191

oorsprong, **4**-74
sferisch, **4**-228
statisch, **4**-197
uitdijing, **4**-74, 82, 83
heldere reuzensterren, **3**-57
helium, **3**-33, 43, 76, 120, 121, 135, 137, 157, 159, 186, 195; **4**-54
aanslagenergie, **3**-43
ionisatie-energie, **3**-43
omgezet uit lithium, **3**-171
regeneratie, **3**-186
uit waterstof, **3**-154, 168, 187
heliumflits, **3**-143, 188
heliumgehalte
sterren, **3**-201
heliumionisatiezone, **3**-161, 214
heliumisotoop, **3**-158, 196
heliumkernen, **3**-149, 155, 157, 185
heliumlijnen, **3**-76
3 Centauri A, **3**-196
heliumschillen, **3**-222
heliumverbranding, **3**-186, 187, 188, 190, 198
helling (inclinatie)
eclipssterren, **3**-89
planetenbaan, **2**-17, 46
spectroscopische dubbelsterren, **3**-115, 116
Helmholtz, H. von
contractietheorie, **3**-140, 141
hemel, **1**-11
-bol(sfeer), **1**-11, 19
-equator, **1**-22
-pool, **1**-30, 33
Herbig, G. H., **3**-171, 209; **4**-123
-Haro-objecten, **3**-165, 209
Hercules A, **4**-77
μ Hercules G5, **3**-57
Herculis
DQ-, **3**-92, 99, 100
TX-, **3**-109
RX-, **3**-109
Z-, **3**-109
α^1-, **3**-63
ζ-, **3**-109, 118
Hermes, **2**-57
Herschel, J., **4**-57, 103
Herschel, W., **2**-63; **4**-14, 39, 106, 113
Hertzsprung, E., **3**-50, 56, 110, 117
-hiaat, **3**-54, 187, 204
Hertzsprung-Russelldiagram, **3**-47, 54, 56, 57, 58, 85, 100, 104, 105, 164, 167, 173, 187, 190, 206; **4**-23, 28
Cepheïden, **3**-213, 214, 216
galactische sterhopen, **3**-201 e.v.
jonge sterhopen, **3**-209
Hess, V. F., **4**-167, 175
hete sterren, **4**-38, 54
Hewish, A., **3**-224
hexaëdrieten, **2**-83
H^+-gebieden, **4**-88, 141, 145, 147, 152
H II-gebieden, **4**-54, 69, 76
Hidalgo, **2**-57
Hiltner, W. H., **1**-109; **4**-117
Hipparchus, **3**-12, 13
H-lijnen, **3**-36, 38, 58
H_2-moleculen, **4**-151
Hobbs, R.W., **4**-122
Hoek, M., **2**-68
Hög, D. E., **1**-78
holmium, **3**-78
homologie, **3**-124, 127, 134, 169, 178
hoofdlob, **1**-124
hoofdquantumgetal, **3**-38
hoofdreeks, **3**-49, 54, 57, 62, 97, 98, 110, 116, 139, 154, 166, 167, 168, 204, 205; **4**-23
hoofdserie, **4**-44
hoogte, **1**-21, 31
hoornantenne, **1**-126
horizon, **1**-20, 21
Houtgast, J., **1**-102
Hoyle, F., **2**-88; **3**-220, 221, 222; **4**-121, 153, 242
Huang, S. S., **3**-102, 103
ε Aurigae-model, **3**-92, 103
Hubble, E. P., **4**-57, 58, 60, 61, 73, 118, 186, 189

classificatie, 4-58
constante, 4-74, 82
parameter, 4-190, 205, 235, 245
Huggins, W., 4-118
Hulburt Space Flight Center, 1-179, 182
Hulst, H. C. van de, 4-116, 120, 123
Huygens, Ch., 3-11; 4-107
Hyaden, 3-192, 193; 4-23, 27, 30, 45
hyperboloïde, 1-185

Icarus, 2-57
ideale gassen, 3-134
image slicer, 1-99
impedantie, 1-121
implosie, 3-129, 222
impulsen, 3-48, 147, 174, 176; 4-169, 170
impulsmoment, 3-147; 4-53
behoudwetten, 3-148, 166
inclinatie, *zie* helling
indeukingskraters, 2-82
Index Catalogue, 3-110
ε Indi, 3-16
inductie
-spoel, 1-192
-stroom, 2-123
inertiaalstelsels, 4-215, 222, 239
informatieoverdracht, 1-194
infrarood, 2-25
metingen, 2-50
spectrum, 2-99
straling, 1-13; 3-15
ingevroren magnetische velden, 2-71, 123
injectieprocessen, 3-186
inregenspectrum, 4-94
instabiliteit, 2-130; 3-225
atoomkernen, 3-145
mechanische, 3-222
sterren, 3-139
instrumentele verbreding, 3-65, 67
integralen van beweging, 4-53
derde, 4-52, 53
intensigraaf, 1-102
intensiteitsinterferometer, 1-111; 3-62, 64
interacties, 3-153, 155, 157
sterrenstelsels, 4-72
interferentiefilters, 3-58
interferometer, 1-130, 141, 142; 3-61
compound-, 1-145
Hanbury Brown, 3-227
intensiteits-, 1-111; 3-62, 64
Michelson, 3-61, 62, 63
multi-element-, 1-144
Twiss, 3-227
interferometrie, 1-140, 151
intergalactisch
gas, 4-166
materie, 4-71, 74
medium, 4-44
interplanetair
magnetische velden, 1-192; 2-137
medium, 2-117, 137
ruimte, 1-191; 2-31, 67, 85, 116
interstellair
absorptie, 4-15, 24, 30, 49, 73, 188
absorptielijnen, 4-121, 122
extinctie, 3-14, 15
gas, 4-51, 151
lijnen, 4-26
materie, 3-164; 4-17 e.v., 25, 36 e.v., 52, 86
medium, 3-41, 75, 121, 166, 190, 195, 228
ruimte, 4-157
spectrale lijnen, 4-38
stof, 4-42, 47
stofdeeltjes, 4-119
waterstofgas, 1-24; 4-51
inverse-Compton-effect, 4-166, 179
inwendige
planeten, 2-66; 3-180
sterren, 3-104, 105, 117, 118, 122, 215
zon, 3-119, 159
inzakkingskraters, 2-42
Io, 2-60
ionen, 3-25, 32

metaal-, 3-32, 33
-gas, 3-192
ionisatie, 1-171, 172, 173, 187; 2-102; 3-83, 135, 160, 173, 174, 176, 214; 4-89
ionisatiedruk, 3-174
ionisatie-energie, 3-38
helium, 3-43
ionisatie-evenwicht, 3-28
ionisatieformule, 4-90
ionisatiefront, 3-165
ionisatiegraad, 3-28, 29, 54, 74, 160
ionisatiegrens, 3-25, 42
ionisatiekamer, 1-173; 4-167
ionisatieprocessen, 3-25, 28
ionisatietemperatuur, 3-29, 59
ionisatiezones, 3-160, 161
helium-, 3-161, 214
waterstof, *zie* waterstofionisatiezone
ionosfeer, 1-12
ionosferische storingen, 2-139
irisfotometer, 1-97
isobaren, 3-144, 149, 200
isochronen, 3-202
isotopen, 3-76, 77, 144, 149, 195
helium-, 3-158, 196
koolstof-14-, 3-146
lithium-, 3-196
thorium-, 3-150
isotrope modellen, 4-233

Jacobi, K. G. J., 3-225
Jeffreys, H., 2-88
Jodrell Bank, 1-128
Johnson, H. L., 1-95; 4-116
jonge sterhopen, 3-167
Hertzsprung-Russelldiagram, 3-209
jonge sterren, 3-164, 167; 4-41, 42, 51, 54, 75
Jordan, P., 4-246
Jugaku, J., 3-77
Jungfraujoch, 1-90
Juno, 2-54, 57
Jupiter, 1-45, 114, 119, 166; 2-58, 67, 68; 3-54, 114
-familie, 2-68
magneetveld, 2-59
omwenteltijd, 2-59
radiostraling, 2-60
rode vlek, 2-58
sluier (subtropische storing), 2-58
sterbedekking, 2-59

kalender, 1-51
Kamp, P. van de, 2-91; 3-112, 114
kanaal, 1-195
Kant, I., 2-87; 4-14, 210
kaonen (K-mesonen), 4-172
Kapteyn, J. C., 4-14, 31, 39
stelsel, 4-14 e.v., 40
Keenan, P. C., 3-57
Kellman, E., 3-57
Kelvin-Helmholtz-schaal, 3-213
Kepler, J., 3-11, 107, 219
banen, 4-72
harmonische wet, 2-12, 18; 3-89
supernova, 4-110, 138, 164
kern
aarde, 2-32, 66
bolvormige sterhopen, 4-28
bromium-, 3-200
kometen, 2-69, 71
koolstof-, 3-155, 185
koude sterren, 3-182
melkwegstelsel, 4-49
populatie II-reuzensterren, 3-187, 188
reuzensterren, 3-173, 182, 183, 185, 188
sterren, 3-159, 162, 169, 228
stikstof-, 3-146
Venus, 2-66
kerndeeltjes (nucleonen), 3-144; 4-155
kernen
atoom, *zie* atoomkernen
helium-, 3-149, 155, 157, 185
sterrenstelsels, 4-48

kernenergie, 3-140
kernfysica, 3-105
kernkrachten, 3-145
kernlading, 3-144, 146
kernprocessen, 3-120
kernreacties, 3-148, 154, 177, 185
kernsplijting, 3-145
kimduiking, 1-24
kinematische eigenschappen, 4-16, 40, 45
kinetische energie, 3-146, 166; 4-169
kosmisch stralingsgas, 4-54
kinetische gastheorie, 4-53
Kippenhahn, R., 4-153
Kirchhoff, G. R., 3-43
wet, 3-18, 135; 4-92
Kitt Peak, 1-56, 91
Klein, O., 4-246
Kleine Magellaanse Wolk, 4-57, 64, 66, 72
kleurenfilters, 2-25
kleurexces, 4-24, 30, 115
kleurindex, 3-14, 205, 206; 4-23, 115
kleurmagnitudediagram, 4-23, 28, 46
kleurtemperaturen, 3-21, 59, 85
K-lijn, 3-36, 38, 58, 77
emissiebult, 3-80
knopen, 1-38
planetenbaan, 2-17
-lijn, 3-91
koepelbergen, 2-40
Kohlschütter, A., 3-56
Kolenzak, 4-114
koma
kometen, 2-69
komeet
van 1843, 2-75
van Arend-Roland, 2-75
van Biela, 2-68, 75
van Donati, 2-75
van Encke, 2-74
van Halley, 2-74
van Mrkos, 2-76
van Schwassmann-Wachmann, 2-75
komeetjes-nevel in Aquarius, 4-104
kometen (staartsterren), 1-12, 35, 47, 48; 2-40, 67
gepolariseerd licht, 2-74
kern, 2-69, 71
koma, 2-69
kop, 2-69
massa, 2-72
nieuwe, 2-76
oude, 2-76
staart, 2-69
kometenbaan, 2-67
excentriciteit, 2-69
kometengroepen, 2-68
kometenmodel
Whipple, 2-70
koolmonoxyde (CO), 3-36
koolstof, 3-36, 37, 158
-cyclus (CNO-cyclus), 3-155, 158, 196
-14-isotoop, 3-146
-kern, 3-155, 185
-sterren, 3-76, 77, 195
-verbindingen in K-spectra, 3-36
koolstofhoudende
chondrieten, 2-84
meteorieten, 2-91
koolstof/stikstof verhouding, 3-76
koolstof/zuurstof verhouding, 3-195
kop
kometen, 2-69
Kopal, Z., 3-92
Kordylewski, K., 2-86
wolken, 2-20, 86
kosmische afstandsschaal, 4-187
kosmische fotonenteller, 3-85
kosmische hemelverschijnselen, 1-12
kosmische nevels, 3-33
kosmische ruimte, 4-194
kosmische straling, 1-13, 192; 2-86; 4-48, 49, 157, 167
abondantie, 4-171
oorsprong, 4-179
ouderdom, 4-171
samenstelling, 4-171

stoten, 2-129, 139
kosmische stralingsdeeltjes
primaire, 4-168
secundaire, 4-168
kosmische stralingselektronen, 4-47
kosmische stralingsenergie, 4-54
kosmisch stralingsgas, 4-47, 52, 54
kinetische energie, 4-54
turbulente energie, 4-54
kosmisch stralingsveld, 4-237
kosmogonie, 2-87
kosmologie, 4-73, 183, 248
kosmologische afstoting, 4-196, 243, 248
Kosmos, 1-162
Kothari, D. S., 3-180
koude sterren, 3-182
kern, 3-182
Kourganoff, V., 3-22, 23, 45
Kozyrew, N. A., 2-40
3 kpc arm, 4-56
Krabnevel (Tau X-1), 1-119; 3-219, 220
radiobron, 4-138, 162
röntgenbron, 4-162, 164
supernovarest, 4-108, 109, 110, 138
krachtvrij veld, 2-123, 126
Kraft, R. P., 3-99, 100, 213
Kramers, H. A., 3-135, 161
kraters
indeukings-, 2-82
maan, *zie* maankraters
Mars, 2-53
meteoor-, 2-40
meteoriet-, 2-82
ontploffings-, 2-82
kraterstralen, 2-41
Krinow, E. L., 2-82
kristalroosters, 1-182
kristalscintillatoren, 1-173
Kruger 60, 3-46, 109, 114
kruisantenne, 1-116, 146, 147
K-spectra
koolstofverbindingen, 3-36
molecuulbanden, 3-36
K-term, 4-230
Kuiper, G. P., 2-23, 41, 63, 88
kunstmanen, 1-12, 161
kwantitatieve analyse, 3-64
kwartskristallen, 1-75
kijker, 1-59

laatste kwartier, 1-40
AR Lacertae, 3-109
Lagrange, J. L., 2-21
Lallemand, A., 1-65, 67
Lambert, J. H., 4-210
lang periodieken, 3-210
langperiodieke veranderlijke sterren, 4-50
lanthaanmonoxyde (LaO) banden, 3-77
Laplace, P. S. de, 2-19, 21, 87
late typen, 3-34
late-type sterren, 4-45
Leavitt, H. S., 3-212; 4-64
Ledoux, P., 3-210
Leiden, 1-56
Lemaître, G., 4-225, 236, 243
lengte
astronomische, 1-23, 36
galactische, 1-23, 24
lentepunt, 1-22, 25, 26
coluur, 1-25
Lenz, H. F. E.
wet, 2-122
Leoniden, 2-79, 80
Leonis
UV-, 3-109
η-, 3-57, 196
leptonen, 3-147, 153
Le Verrier, U. J. J., 2-64
libraties, 1-44; 3-98
fysische, 2-39
in breedte, 2-39
in lengte, 2-39
-punten, 2-20, 86
licht
asgrauw, 2-43
gepolariseerd, 2-74

oppositie-, **2**-85
pool-, *zie* poollicht
zichtbaar, **1**-13
zodiakaal, **2**-85, 116
lichtcurve, *zie* lichtkromme
lichtende gasnevels, **4**-65
lichtende nevels, **4**-37
lichtjaar, **3**-12
lichtkracht
-classificatie, **3**-56, 57
-groepen, **3**-57
-klasse, **4**-24, 40
-wet (verdelingsfunctie van de absolute magnitude), **4**-39
lichtkromme
eclipssterren, **3**-87, 88, 101
supernovae van type I, **3**-220
lichtsterkte, resp. magnitude
absolute, *zie* absolute lichtsterkte, resp. magnitude
bolometrische, **3**-14, 15, 20, 49, 63
schijnbare, **3**-12, 13
sterren, **3**-46, 49, 56, 117, 119, 136, 159
witte dwergen, **3**-191
zon, **3**-118
lichtverstrooiing, **2**-30
Lick-Sterrewacht, **1**-85; **4**-69
Lier
Ringnevel, **4**-103
liftkooien, **4**-213, 222
limoniet, **2**-52
Lindblad, B., **3**-22, 58; **4**-15, 31
lineaire dimensie, **4**-70
lineaire polarisatie, **1**-154
Lippincott, S. L., **3**-112
lithium, **3**-76, 170, 173
-isotoop, **3**-196
omgezet in helium, **3**-171
Loena
-9, **1**-163; **2**-42
-13, **1**-163; **2**-42
Loeniks, **1**-162
-3, **1**-168
logaritmisch periodische antenne, **1**-126
lokaal thermisch evenwicht, **3**-21, 22, 23, 27, 227; **4**-71
zon, **3**-22
lokale groep, **4**-63, 66, 68, 76
stabiliteit, **4**-71
lokale spiraalarm, **4**-47
Lomonosow, M. W.,
verschijnsel, **2**-51
lorentzkracht, **2**-123
Lowell, P.
kanalen, **2**-52
lunabasiet, **2**-43
lunariet, **2**-43
Lunar Orbiters, **1**-163, 169
lusprotuberansen, **2**-129
Luyten 68-29 (B), **3**-46
Lyman-alfa-emissielijnen, **1**-178, 179
Lyman α-lijn, **3**-38, 41
Lyman-continuüm, **3**-43
straling, **3**-161
Lyman-lijnen, **4**-94
Lyman-reeks, **4**-92
Lyman-serie, **3**-38, 40, 41
Lyman-sprong, **3**-43
lijnen
21 cm-, **4**-35, 49, 71, 88, 123, 125, 132
absorptie-, *zie* absorptielijnen
apsiden-, **3**-91, 93, 98
Balmer-, **3**-41, 58
corona-, **2**-116, 128, 129
emissie-, *zie* emissielijnen
fraunhofer-, **1**-90; **2**-74, 98; **3**-65, 66, 68, 70, 71
H-, **3**-36, 38, 58
helium-, *zie* heliumlijnen
interstellaire, **4**-26
K-, *zie* K-lijn
knopen-, **3**-91
Lyman-, **4**-94
Lyman α-, **3**-38, 41
metaal-, **3**-76
moleculaire, **2**-104
moleculen-, **2**-112

nebulium-, **3**-82; **4**-96, 99, 102
Paschen α-, **3**-38
poollicht-, **4**-96, 99
recombinatie-, *zie* recombinatie-lijnen
spectrale, *zie* spectrale lijnen
technetium-, *zie* technetiumlijnen
transmissie-, **1**-129
verboden, **2**-116; **3**-33, 165; **4**-70, 94, 102
waterstof-, **3**-58, 193
lijnprofielen, **3**-66, 70, 74
lijnspectrum, **3**-27
lijnsterkten, **3**-74
Lyot, B. F., **1**-88, 93; **2**-23
Lyrae
α-, **3**-63
β-, **3**-92, 96, 97, 103
RR Lyrae-sterren, **3**-209, 210, 216, 217; **4**-25, 45, 46, 49, 50, 101

M 87, **4**-165
maan, **1**-12, 35, 37, 118, 158, 168; **2**-31, 37, 89; **3**-11, 60
albedo, **2**-43
asgrauw licht, **2**-43
atlassen, **2**-41
baan, **1**-38; **2**-37
bergen, **2**-40
diameter, **2**-37
evectie, **2**-37
helderheid van het maanlicht, **2**-42
invloed op de aarde, **2**-47
jaarlijkse ongelijkheid, **2**-37
kaarten, **2**-41
kleurverschillen, **2**-43
massa, **2**-37
nieuwe, **1**-40
schijngestalten (fasen), **2**-37
seculaire versnelling, **2**-37
soortelijk gewicht, **2**-37
temperatuurverschillen, **2**-44
variatie, **2**-37
volle, **1**-40
zwaartekracht, **2**-37
maand, **1**-38
siderische, **1**-38
maankraters, **2**-40
Alphonsus, **2**-40
Aristarchus, **2**-43
inzakkingskraters, **2**-42
secundaire, **2**-41
stralen-, **2**-41, 44
Tycho, **2**-45
maanoppervlak
Alpenvallei, **2**-41
bergketens, **2**-40
berglanden (Continentes), **2**-40
fluorescentie, **2**-44
harde landing, **2**-31
hardheid van de bodem, **2**-46
hoogten van de bergen, **2**-41
kloven, **2**-41
koepelbergen, **2**-40
kommen, **2**-42
kraterstralen, **2**-41
Rechte Muur, **2**-41
temperatuur, **2**-44
vlakten (Maria), **2**-40
vormen, **2**-40
walvlakten, **2**-40
zachte landing, **2**-31
maansverduisteringen, **1**-41
totale, **1**-43
Mach, E., **4**-238
machtsspectrum, **4**-78
macromoleculen, **4**-43
Magellaanse Wolken, **3**-212; **4**-44, 61, 62, 63, 76, 131
Grote, **4**-57, 64, 66, 72
Kleine, **4**-57, 64, 66, 72
magneetveld
bipolair, **2**-127
Jupiter, **2**-59
magnetische druk, **2**-123
magnetische spanning, **2**-123
magnetische sterren, **3**-78; **4**-180
magnetische stormen, **1**-192
magnetische velden, **2**-118; **3**-78, 171; **4**-43, 47, 54, 74, 79

ingevroren, **2**-71, 123
interplanetair, **1**-192; **2**-137
magnetische veldenergie, **4**-54
magnetische veldsterkte, **4**-54, 77
magnetograaf, **2**-120
magnetogram, **2**-120
magnetometers, **1**-192
poort-, **1**-193
rubidiumdamp-, **1**-193
ster-, **1**-109
magnetosfeer, **2**-35, 137
magnituden, **3**-12
absolute, *zie* absolute lichtsterkte, resp. magnitude
fotografische, **3**-14
radiometrische, **3**-14, 15
schijnbare, *zie* schijnbare magnitude
visuele, **3**-14, 56, 80
magnitudediagram
kleur-, **4**-23, 28, 46
mangaan (Mn), **3**-77
mantel
aarde, **2**-32, 66
sterren, **3**-228
Venus, **2**-66
waterstof-, **3**-182
Mariner
-2, **1**-163
-4, **1**-163, 168, 170; **2**-52, 54
-5, **1**-163; **2**-51
Markowitz, Wm., **1**-84
maancamera, **1**-84
Mars, **1**-45, 118, 163, 168; **2**-31, 52, 66, 67
bergen, **2**-52
blauwe opklaringen, **2**-53
grijze partijen, **2**-52
kanalen, **2**-52
kraters, **2**-53
plantengroei, **2**-52
poolkappen, **2**-52, 53
masconen, **2**-47
masers, **1**-136, 138
massa, **2**-15, 51; **3**-56, 98, 105
Andromedastelsel, **4**-67
astrometrische dubbelsterren, **3**-112, 193
B-componenten van Procyon, **3**-193
bedekkingsveranderlijken, **3**-92, 101, 109
bepaling van, **4**-70, 71
dubbelsterren, **3**-110, 111
eclipssterren, **3**-89
exnovae, **3**-99
kometen, **2**-72
maan, **2**-37
planetaire nevels, **4**-101
planeten, **2**-46
reuzensterren, **3**-183
rust-, *zie* rustmassa
spectroscopische dubbelsterren, **3**-116
sterren, **3**-105, 117, 119, 159, 180, 181, 201, 227
sterrenstelsels, **4**-70
trage, **4**-212
visuele dubbelsterren, **3**-108, 109
witte dwergen, **3**-193
zon, **3**-118
zware, **4**-212
massadichtheid, **4**-54
massaequivalent
relativistisch, **3**-155
massa-exces, **3**-144
massafunctie
astrometrische dubbelsterren, **3**-112
eclipssterren, **3**-90
spectroscopische dubbelsterren, **3**-116
sterren, **3**-205
massaknobbels, **2**-47
massa-lichtkracht-relatie, **3**-117, 118, 119, 133, 136, 167, 183, 212
massa-radius-relatie, **3**-193
massaverdeling, **4**-51, 54, 72
melkwegstelsel, **4**-36
melkwegvlak, **4**-36

massaverhouding
dubbelsterren, 3-98, 99, 116
massaverlies
reuzensterren, 3-216
materie
circumstellaire, 3-97, 99
gedegenereerde, 3-143, 174 e.v., 188, 191, 192, 221
intergalactische, 4-71, 74
interstellaire, 3-164; 4-17 e.v., 25, 36 e.v., 52, 86
missende, 4-54
sterren, *zie* stermaterie
uitstoting, 3-190, 217, 228
uitstroming, 3-80, 82, 191
Maxwell, J. C.
wet, 2-30
Mayall, N. K., 4-60
classificatie, 4-60
McKellar, A., 2-74
M dwerg-sterren, 4-51
mechanische energiestroom, 2-118
mechanisch evenwicht, 3-228
stabiliteit, 3-142
sterren, 3-105, 121, 122, 127, 133, 140, 142, 212
mechanische instabiliteit, 3-222
mechanische stabiliteit
sterren, 3-127, 129, 140, 142
meervoudige stelsels, 4-68, 71
meervoudige sterren, 4-27
melkweg, 1-12, 23; 3-56, 57; 4-13 e.v.
centrum, 4-36, 132
super-, 4-185
melkwegstelsel, 1-24; 4-13, 62, 87, 177
afstand van het centrum tot de zon, 4-35
centrale gedeelte, 4-56
centrum, 1-26
dimensie, 4-35
halo, 4-49
kern, 4-49
massaverdeling, 4-36
model, 4-54
opbouw, 4-39
rotatie, 4-31
rotatiekromme, 4-50
rotatiesnelheid, 4-126
schijf, 4-49
vlak, 4-32
melkwegvlak, 4-48
massaverdeling, 4-36
mengstromen, 3-172, 228
mengtrap, 1-131
mengtijd
karakteristieke, 3-172
Menon, T. K., 4-99
Mercurius, 1-45, 118; 2-48, 67
avondster, 2-48
morgenster, 2-48
meridiaancirkel, 1-75, 85, 86
Merrill, P. W., 3-196
mesonen, 4-172
K- (kaonen), 4-172
π- (pionen), 4-172, 174
mesosiderieten, 2-83
Messier, C., 4-106, 108
Messier 3, 3-204
Mestel, L., 3-172
metaalgehalte, 4-45, 46
sterren, 3-183, 184, 190, 195, 201
metaalionen, 3-32, 33
metaallijnen, 3-76
metalen, 3-30, 36, 37, 77, 78, 216
metastabiele niveaus, 3-27, 30, 31, 33
meteoorkraters, 2-40
meteoorzwermen, 2-80
Leoniden, 2-79, 80
Perseïden, 2-79, 80
Tauriden, 2-80
meteoren (vallende sterren), 1-11, 35, 48, 49, 158; 2-76, 77
regen van vallende sterren, 2-79
sporadische, 2-79
zwerm-, *zie* zwermmeteoren
meteorenregens, 1-49
meteorieten, 1-49; 2-40, 76, 82; 4-176

achondrieten, 2-83
ataxieten, 2-83
chondrieten, 2-83
hexaëdrieten, 2-83
koolstofhoudende, 2-91
mesosiderieten, 2-83
micro-, 2-85
oktaëdrieten, 2-83
ouderdom, 2-89
pallasieten, 2-83
tektieten, 2-83, 84, 90
meteorietkraters, 2-82
meteoroïden, 1-49; 2-76
meteorologische satellieten, 1-168
Michelson, A. A., 1-111; 4-217
interferometer, 3-61, 62, 63
microgolfuitbarstingen, 2-131
micrometeorieten, 2-85
micrometers, 1-84, 86
middenstof
weerstandbiedende, 2-20
Milburn 4, 3-109
Mills-cross, 1-147
Minnaert, M. G. J., 1-102
Mira Ceti, 3-37, 63, 210
missende materie, 4-54
MKK (Morgan, Keenan, Kellman)-systeem, 3-57, 58
modulatie, 1-195; 4-176
moederlichamen, 2-89
moedermoleculen, 2-73
moedernevel, 3-80
moleculaire lijnen, 2-104
molecuulbanden, 2-25, 72
in K-spectra, 3-36
moleculen
H_2-, 4-151
lijnen, 2-112
macro-, 4-43
moeder-, 2-73
OH-, 1-114; 4-38, 145, 149
ontsnappingssnelheid, 2-30
rotatiebanden, 3-76
monistische theorieën, 2-87
monochromatische straling, 3-67
Montanari, G., 3-86
Morgan, W. W., 1-95; 3-57; 4-60, 61
classificatie, 4-60
classificatie van radiostelsels, 4-62
Morley, E. W., 4-217
M-sterren, 3-36, 37; 4-45
Mt. Palomar, 1-56, 59; 4-60
Mt. Wilson, 1-56, 110; 3-54; 4-60
systeem, 3-58
M-typen, 3-37, 77
Mullard radiosterrenwacht, 1-149
Muller, C. A., 1-156
Muller, P., 1-86; 4-124
multi-element-interferometer, 1-144
multiplicatorbuizen (multipliers), 1-65, 175
mu-neutrino's, 4-173
muonen, 4-172, 173, 174
muon-neutrino's, 4-173

National Aeronautics and Space Administration (NASA), 1-166
National Geographic Society-Palomar Observatory Sky Survey, 4-68
natrium, 4-38
nauwkeurigheden, 1-86
nebuliumlijnen, 3-82; 4-96, 99, 102
neon, 3-33, 199
Neptunus, 2-64, 67; 3-52
neutraal waterstof, 4-123, 125, 126, 130, 131, 136
neutraal waterstofgas, 4-17, 25, 35, 38, 42, 54, 76
spiraalstructuur, 4-17
wolkstructuur, 4-17
neutrino's, 1-94; 3-143, 146 e.v., 154, 159; 4-172, 173, 174
anti-, 3-146, 147, 177, 191
emissie, 3-190, 191
mu-, 4-173
muon-, 4-173
rustmassa, 3-148
neutronen, 3-144, 146, 148, 153, 194, 197, 199, 200, 221; 4-155, 173

-gas, 3-194
-sterren, 3-194
-vangst, 3-197
nevels, 2-53; 3-82, 141; 4-39
(*zie ook* Andromeda-, Cirrus-, Halter-, Krab-, Noord-Amerika-, Omega-, Orion-, Paardekop-, Ring-, Rosette-, Trifid-, Uilnevel)
balkspiraal-, 4-72
diffuse, 4-89, 105
donkere, 4-37
elliptische, *zie* elliptische nevels
emissie-, *zie* emissienevels
extragalactische, *zie* extragalactische nevels
galactische, 4-89
gas-, *zie* gasnevels
komeetjes-nevel in Aquarius, 4-104
kosmische, 3-33
lichtende, 4-37
moeder-, 3-80
onregelmatig gevormde, 4-58
planetaire, *zie* planetaire nevels
reflectie-, 4-118
spiraal-, *zie* spiraalnevels
nevel/ster associatie, 3-80
nevelvlekken, 1-12
Newton, I., 3-11, 107, 121, 122; 4-191
wet, 2-12, 16
Neyman, J., 4-186
Nicholson, S. B., 3-14
niet-euclidische meetkunde, 4-210, 223
niet-rotationele bewegingen, 4-72
niet-thermische radiobronnen, 4-77
spectra, 4-78
niet-thermische straling, 4-17, 49, 76 e.v.
nieuwe sterren, *zie* novae
Nimbus, 1-168
niveaus
energie-, 3-25, 27, 68, 69
grond-, 3-25, 28, 38, 43
metastabiele, 3-27, 30, 31, 33
Noord-Amerikanevel, 4-106, 115
noordpunt, 1-22
novae, 3-82, 99, 100, 190, 217; 4-51, 65, 69, 180
absolute lichtsterkte, resp. magnitude, 3-217
ex-, *zie* exnovae
super-, *zie* supernovae
Nova Herculis 1934, 3-99
nova-uitbarstingen, 3-99, 100, 218
nucleair
energie, 3-142, 186
omzettingen, 3-142, 185, 228
reacties, 3-75, 177, 178, 182
synthese, 3-186
nucleonen (kerndeeltjes), 3-144; 4-155
nullijn
Sandage, 3-206
nulpuntselektronendruk, 3-175
nulpuntsenergie, 3-175, 178, 188
nuttigheidsfactor, 1-63

OAO (Orbiting Astronomical Observatory), 1-162, 166, 167
objectiefprisma, 1-102; 3-36, 57
OB-sterren, 3-164, 190
occulatie, 3-61, 63
ochtendster, 1-47
O'Dell, R. C., 3-85
oeratoom, 4-236
oerfakkel, 4-237
OGO (Orbiting Geophysical Observatory), 1-162
Öhman, Y., 1-108
OH, 4-147
absorptielijnen, 4-49
molecule, 1-114; 4-38, 145, 149
Oke, J. B., 3-211
oktaëdrieten, 2-83
Olbers, H. W. M., 4-209
paradox, 4-209, 225
Omeganevel (Cas A)
radiobron, 4-110, 138, 146, 164
supernovarest, 4-110, 138

ompoling, 3-78
omwenteltijd
aarde, 1-33; 2-21
Jupiter, 2-59
ondergaan, 1-30
onregelmatige stelsels, 4-62
onregelmatige veranderlijke sterren, 4-64
onregelmatig gevormde nevels, 4-58
ontploffingskraters, 2-82
ontsnappingssnelheid, 4-45
moleculen, 2-30
ontvanger, 1-130
onveranderlijk vlak, 2-21, 85
onzichtbare begeleider, 2-91
oog, 1-63
Oort, J. H., 2-76; 4-15, 110, 120
constanten, 4-34, 36
open sterhopen, 4-14, 23, 27 e.v., 30, 42, 44, 51, 65
Hyaden, 4-23, 27, 30, 45
parallaxen uit de beweging, 4-23
Plejaden, 4-27, 118, 119, 136
schijf, 4-28
Ophiuchi
U-, 3-109
WZ-, 3-109
70-, 3-46, 109
Öpik, E. J., 3-169, 170, 173
opkomen, 1-30
oplossend (of scheidend) vermogen, 1-59, 116
Oppenheimer, J. R., 3-194
oppervlaktehelderheid
punten op de zonneschijf, 3-23
radiobronnen, 4-77
sterren, 3-23, 59, 89
oppervlaktetemperatuur
witte dwergen, 3-191, 193
opposities, 1-43; 2-12
-effect, 2-42
-licht (Gegenschein), 2-85
opstellingen
azimutale, 1-69
parallactische, 1-69
vaste, 1-69
optische diepte, 2-106; 3-22
Orionarm, 4-131, 143
α Orionis, 3-63
Orionnevel, 1-119; 4-64, 99, 105, 107, 136, 145, 149, 150
oscillaties, 2-111
OSO (Orbiting Solar Observatory), 1-162, 182
Osterbrock, D. E., 4-100
O-sterren, 3-76; 4-65
emissielijnen, 3-76
oude sterren, 4-54
overgangen, 2-12
in atomen, 3-25, 27, 28, 30, 31, 69, 73, 82
overgangswaarschijnlijkheid, 3-27
Owen's Valley, 4-144

Paardekopnevel, 4-105, 114
Pallas, 2-54, 57
pallasieten, 2-83
Pannekoek, A., 4-13
Paolini, F. R., 4-161
parabolisch
snelheid, 2-78
spiegelantenne, 1-128
paraboloïde, 1-184, 185
parallactisch
beweging, 4-19
opstellingen, 1-69
parallaxen, 2-13; 3-11, 12, 111; 4-18 e.v.
fotometrische, 4-23 e.v.
gemiddelde, 4-22
spectroscopische, 3-56, 80, 111; 4-23 e.v.
statistische, 4-22 e.v., 45
trigonometrische, 3-12, 56, 60, 63, 95, 192; 4-17
uit de beweging van open sterhopen, 4-23
visuele dubbelsterren, 3-107
zons-, 2-14
parameter

degeneratie-, **3**-175
dempings-, **3**-69
Hubble, **4**-190, 205, 235, 245
recessie-, **4**-190
temperatuur-, **3**-59
parametrische versterkers, **1**-136, 138, 139
parsec, **3**-12
Paschen, F.
-α-lijnen, **3**-38
-continuüm, **4**-100
-serie, **3**-38, 40
Pauli, W., **3**-147
Payne, C. H., **3**-75
PCP (perfect cosmological principle), **4**-241
Pease, F., **3**-62, 63
peculiaire A-sterren, **3**-77, 78
peculiaire beweging, **4**-19 e.v., 34
Pegasi
β-, **3**-63
85-, **3**-118
penumbra, **2**-111
Penzias, A. A., **4**-237
perfect cosmological principle (PCP), **4**-241
perigeum, **1**-38
perihelium, **1**-42; **2**-17
-beweging (rozet), **2**-21, 48
periode-dichtheid-relatie, **3**-212
periode-lichtkracht-relatie, **3**-212, 213, 217; **4**-25, 69
perioden, **2**-68, 69
periodiek systeem der elementen, **3**-30, 144
α Persei F5, **3**-57
Perseïden, **2**-79, 80
Perseus, **1**-49
-A, **4**-76
-arm, **4**-110, 131
Pettit, E., **3**-14
ζ Phenicis, **3**-109
Phobos, **2**-54
Pic du Midi, **1**-94
Pickering, E. C.
kanalen, **2**-52
pionen (π-mesonen), **4**-172, 174
plages (chromosferische fakkels), **2**-114
Planck, M. K. E. L., **3**-18
constante, **3**-27
straling, **3**-18, 20, 43
wet, **2**-100, 104
planetaire componenten, **3**-111
planetaire nevels, **3**-76, 82, 85, 86, 190; **4**-51, 87, 89, 101, 102, 104
abondanties, **4**-103
centrale sterren, *zie* centrale sterren van planetaire nevels
elektronentemperatuur, **4**-102
gasdichtheid, **4**-101
massa, **4**-101
spectra, **3**-82; **4**-102
planetaria, **1**-54
planeten (dwaalsterren), **1**-12, 35, 44; **2**-9; **3**-112, 118, 179, 180
afplatting, **2**-46
afstand van de zon, **2**-46
albedo, **2**-46
buiten-, **1**-45
diameter, **2**-46
inwendige, **2**-66; **3**-180
Jupiter, **2**-58, 67, 68
massa, **2**-46
Mercurius, **2**-48, 67
Neptunus, **2**-64, 67
om andere sterren, **2**-92
omloopstijd, **2**-46
Pluto, **2**-64
reuzen-, **2**-64
rotatietijd, **2**-46
Saturnus, **2**-61, 66, 67
snelheid, **2**-15
soortelijk gewicht, **2**-46
symbool, **2**-46
Uranus, **2**-63, 67
Venus, **2**-31, 50, 66
voorkomen van leven, **2**-90
planetenbaan, **1**-38; **2**-17
excentriciteit, **2**-17, 46

helling, 2-17, 46
knopen, 2-17
planetenstelsels, 3-98, 118
oorsprong, 2-87
planetoïden (asteroïden), 2-54
Adonis, 2-57
Apollo, 2-57
Ceres, 2-54, 57
Eros, 2-13, 55
Hermes, 2-57
Hidalgo, 2-57
Icarus, 2-57
Juno, 2-54, 57
Pallas, 2-54, 57
Trojanen, 2-20, 57, 87
Vesta, 2-54, 57
Plan of Selected Areas, 4-14
plasma, 2-86
-staart, 2-72
-trillingen, 2-132
-wolken, 2-139
Plejaden, 4-27, 118, 119, 136
Pluto, 2-64
Poisson, S.-D.
vergelijking, 3-127
polarimetrie, 1-115, 152
Polaris, 1-25
polarisatie, 1-115; 2-28, 52, 120; 3-138; 4-47, 77, 115, 118, 138, 142
circulaire, 1-152, 153
-filter, 1-88
-graad, 1-107; 2-45
lineaire, 1-154
meetmethoden, 1-107
metingen, 1-109
-optiek, 2-120
radiostraling, 4-47
waarnemingen, 4-80
polen, 1-20
Pollux, 3-46, 49, 57
polonium, 3-200
polytropen, 3-124, 125
poolbundels, 2-126
poolkapabsorptie, 2-139
poolkappen
Mars, 2-52, 53
poollicht, 1-11; 2-36, 139
-gordels, 2-36
-lijnen, 4-96, 99
-verschijnselen, 1-192
poolshoogte, 1-23
poort-magnetometer, 1-193
populatiegroep, 3-76
populatie I-reuzensterren, 3-184, 187, 189, 190
populatie II-reuzensterren, 3-63, 184, 187, 189, 190
kern, 3-187, 188
populaties (bevolkingstypen), 3-76, 114, 182, 195; 4-40, 49
-I, 4-40, 54
-II, 4-40, 45
halo, 4-50
schijf-, 3-184, 190, 219
poriën, 2-111, 124
positiehoek, 1-85
positon, 4-174
positronen (positieve elektronen), 3-146
potentiaalberg, 3-151, 153
potentiaalveld, 2-123, 126
potentiële energie, 3-176
gravitationele, 4-55
Poynting-Robertson-effect, 2-85, 137
pp-reeks (protonenreeks), 3-155, 156, 158
p-proces, 3-200
precessie, 1-25, 33; 2-66
pre-supernova, 3-222
primaire emissie, 3-119, 120, 132, 136, 142, 143, 154, 158, 159, 164, 183, 186, 212, 228
Princeton, 1-166
prisma, 1-99, 178
-camera, 2-73, 81
problème restreint, 2-20
Procyon, 3-16, 46, 49, 57, 109, 112
massa van de B-componenten, 3-193

protonen, 3-144, 146, 153; 4-155, 173
-reeks (pp-reeks), 3-155, 156, 158
protoster, 3-166
protuberansen, 2-98, 117, 127; 3-76
eruptieve, 2-128
lus-, 2-129
rustende, 2-118
Proxima, 3-12, 17
Przybylski, A., 3-77
Ptolemaeus, 1-16; 3-12, 13
Puerto Rico, 1-116, 128, 158
pulsars, 1-119; 3-224; 4-26 e.v., 48
pulsatie, 3-211 e.v.
adiabatische, 3-213
pulserende sterren, 3-105, 143, 208, 209, 212
pulserende witte dwergen, 3-224
puntbronmodel, 3-136, 159
puntbronnen, 4-77
radio-, 3-224
punt Ram, 1-35
pycnonucleaire reacties, 3-177, 178, 182
T Pyxides, 3-217

quadrupool, 2-59
quantummechanica, 3-68, 69
quantumregels, 3-25, 174
quasars (quasi-stellaire radiobronnen), 1-119, 151; 4-62, 81 e.v., 181, 233
quasistellaire objecten, 4-48, 63, 77, 81 e.v.
afmetingen, 4-82
quasi-stellaire radiobronnen (quasars), 1-119, 151; 4-62, 81 e.v., 181, 233

radar, 2-44, 47
-astronomie, 1-118, 157
-golven, 2-13, 27, 81
-waarnemingen, 2-50
radiant, 2-79
radicalen, 2-73; 3-36
vrije, 2-71
radiële snelheden, 4-18 e.v., 32, 36, 70, 74, 128
absorptielijnen, 4-70
Cepheïden, 3-211
emissielijnen, 4-70
metingen, 4-66
spectroscopische dubbelsterren, 3-115
radioactiviteit, 2-45, 88, 89
alfa-, 3-150
technetium, 3-77
radioastronomie, 1-113
radioastronomische methoden, 4-36
radiobronnen
afmetingen, 4-77
Cambridge-catalogus, 4-81
Cas A (Omeganevel), 4-110, 138, 146, 164
Centaurus A, 4-79
Cyg A, 4-165
discrete, 4-62
dubbele, 4-77, 80
dubbele structuur, 4-77
extragalactische, 4-76, 144
galactische, 4-76
Hercules A, 4-77
Krabnevel (Tau X-1), 4-138, 162
Omeganevel (Cas A), 4-110, 138, 146, 164
oppervlaktehelderheid, 4-77
Perseus A, 4-76
quasi-stellaire (quasars), 1-119, 151; 4-62, 81 e.v., 181, 233
Sag A, 4-49, 132, 146
sterke, 4-76
Tau X-1 (Krabnevel), 4-138, 162
thermische, *zie* thermische radiobronnen
Virgo A, 4-80
radio-eigenschappen, 4-62
radiogolven
korte, 1-13
lange, 1-12
radiohalo, 4-48
radiohelderheid, 4-82

radioheliograaf, **1**-150
radiometers, **1**-64
radiometrische magnituden, **3**-14, 15
radiopuntbronnen, **3**-224
radiospectrografie, **1**-115, 154
radiospectrum, **1**-114
radiostelsels, **4**-62
classificatie van Morgan, **4**-62
extragalactische, **4**-79
radiostralers, **4**-62
radiostralen, **4**-16
radiostralers, **4**-62
radiostraling, **1**-113; **2**-27, 99, 116; **3**-18; **4**-38, 47, 75
21 cm-, **4**-124
extragalactische stelsels, **4**-17
Jupiter, **2**-60
langzaam veranderlijke component, **2**-136
polarisatie, **4**-47
radiotelescoop, **1**-116
synthese-, **1**-150
radiovenster, **1**-113
radiowaarnemingen, **4**-71
radius
eclipsvariabelen, **3**-109
sterren, **3**-92, 180, 201
raies ultimes, **3**-36
raketten, **1**-12, 161; **3**-15, 41
Ram, **1**-25, 35
randverzwakking, **2**-97, 106; **3**-22, 63, 64
eclipssterren, **3**-91
Rangers, **1**-163, 168, 169
-7, **1**-169; **2**-42
-8, **1**-169; **2**-42
-9, **1**-169; **2**-42
rapid neutron capture (r-proces), **3**-200
Ras Algethi, **3**-57, 63, 80
Rayleigh, J. W. S., **2**-30
-verstrooiing, **2**-53
Rayleigh-Jeans
wet, **1**-136; **4**-98
reactietypen, **3**-153
real time telemetry (directe verrezending), **1**-195
recessie-parameter, **4**-190
rechte klimming, **1**-22
Rechte Muur, **2**-41
rechtlopend, **1**-38; **2**-9
recombinatie, **2**-109; **3**-28, 36, 82
recombinatielijnen, **4**-38, 93
waterstof, **4**-17
recombinatiespectrum, **3**-82; **4**-94
referentie-ellipsoïde, **2**-31
referentiesysteem, **4**-191
reflectie
totale, **1**-184
-effect bij eclipssterren, **3**-92
-nevels, **4**-118
reflector, **1**-61, 125
refractie (straalkromming), **1**-69; **2**-30
refractor, **1**-60
fotografische, **1**-86
regeneratie
helium, **3**-186
regen van vallende sterren (sterrenregen), **2**-79
Regulus, **2**-51; **3**-46, 49
relativistische degeneratie, **3**-176, 181
relativistische elektronen, **4**-79, 82
relativistische massaequivalent, **3**-155
relativistische paradoxen, **4**-220
relativistische roodverschuiving (Einstein-verschuiving), **3**-193
relativiteitstheorie, **2**-21; **3**-147
relativiteit van de gelijktijdigheid, **4**-219
remstraling, **2**-133
resonanties, **3**-150, 156, 185
-verstrooiing, **2**-71
retrograde beweging (teruglopende beweging), **1**-45
reuzenplaneten, **2**-64
reuzenstadium, **3**-170, 172, 187, 217
reuzensterren, **3**-49, 54, 56, 57, 62,

63, 78, 110, 116, 118, 186, 228; 4-64
contractie in de kern, 3-185
effectief atoomgewicht, 3-183
effectieve temperatuur, 3-182
heldere, 3-57
kern, 3-173, 182, 183, 185, 188
massa, 3-183
massaverlies, 3-216
populatie I-, 3-184, 187, 189, 190
populatie II-, *zie* populatie II-reuzensterren
spectrale verschillen met dwergen, 3-54, 56
sub-, 3-49, 57, 95, 110, 118, 204; 4-161
super-, *zie* superreuzen
reuzentak van de evolutie, 3-143, 187, 204; 4-23
revolutie, 2-11
Rigel, 3-14, 46, 49, 57
ringen van Saturnus, 2-61, 90
stelsel, 2-61
floersring, 2-61
Ringnevel in de Lier, 4-103
Roche, E.
limiet, 2-22, 90
rode coronalijn, 2-116
rode dwergen, 3-162
rode superreuzen, 3-100
rode sterren, 4-65
rode vlek
Jupiter, 2-58
Roman, N., 4-44
Römer, O., 2-60
röntgen-astronomie, 4-154
röntgenbronnen (extars), 4-26 e.v., 48, 163
Cyg X-1, 4-162
Cyg X-2, 4-165
Cyg X-3, 4-165
extragalactische, *zie* extragalactische röntgenbronnen
Krabnevel (Tau X-1), 4-162, 164
Sco X-1, 4-26, 162, 163, 164
Tau X-1 (Krabnevel), 4-162, 164
röntgenstralen, 1-13
röntgenstraling, 2-98, 116; 4-17, 26 e.v., 154, 155
absorptie, 4-158
sterren, 4-160
zon, 4-158
roodverkleuring, 4-115
roodverschuiving, 4-74, 81, 83, 189, 204
relativistische, 3-193
rooster, 1-99, 177, 178, 180
buigings-, 1-96, 177
kristal-, 1-182
-spectrografen, 1-178
tralie-, 1-177, 179
Rosettenevel, 4-106
Ross, F. E., 2-25; 4-37
Ross-A 614, 3-109, 114
Rosselandgemiddelde, 3-133
Rossi, B., 4-161, 168
rotatie, 2-11, 32; 3-74, 166, 172
aarde, 2-22, 89
algemene, 4-31
differentiële, 2-97, 130; 4-55
differentiële galactische, 4-25, 32
eclipssterren, 3-91
Faraday-, 4-47, 142, 144
galactische, *zie* galactische rotatie
melkwegstelsel, 4-31
sterrenstelsels, 4-71
rotatie-as, 4-75, 77, 79
rotatiebanden, 3-76
rotatiekromme, 4-32, 35, 36, 42, 70
elliptische stelsels, 4-71
melkwegstelsel, 4-50
sterrenstelsels, 4-71
rotatiesnelheid, 4-32, 36
melkwegstelsel, 4-126
rozet (perihelium beweging), 2-21, 48
r-proces (rapid neutron capture), 3-200
rubidiumdamp-magnetometer, 1-193
ruimte, 4-191

absolute, 4-192, 194
interplanetaire, 1-191; 2-31, 67, 85, 116
interstellaire, 4-157
kosmische, 4-194
-onderzoek, 1-58; 2-31
verspreiding in, 4-73
ruimtelijke snelheid, 4-18
ruimtelijke verdeling, 4-16
ruimtelijke verspreiding, 4-40
sterren, 4-39, 40
ruis, 1-63, 118
-fluctuaties, 1-134
-getal, 1-134, 135
-stormen, 2-133
-vermogen, 1-134
run-away stars (weglopers), 4-28
Russell, H. N., 3-86, 111, 116, 118, 173
rustende protuberansen, 2-118
rustenergie, 4-169
rustige zon, 2-126; 4-158
rustmassa
neutrino's, 3-148
Rydberg, J. R.
constante, 3-38
Ryle, M., 1-138, 149; 4-242

Sag A, 4-49, 132, 146
WZ Sagittae, 3-100
ν Sagittarii, 3-196
Sagittariusarm, 4-131
Saha, M. N., 3-28
wet, 2-103, 112; 3-28, 29, 135, 175, 185, 187, 223; 4-90, 92
samengestelde opnamen, 2-23
Sandage, A., 3-206; 4-57, 60, 191, 233
nullijn, 3-206
Sargent, W. L., 3-77
Sarosperiode, 1-41
satellieten (wachters), 1-161; 2-11; 3-15
meteorologische, 1-168
Saturnus, 1-45, 118; 2-61, 66, 67
ringen, *zie* ringen van Saturnus
schaalhoogte, 2-33, 51
Schatzman, E., 3-182; 4-120
scheidend (of oplossend) vermogen, 1-59, 115
schemering, 1-52
astronomische, 1-52
burgerlijke, 1-52
nautische, 1-52
scherende inval, 1-177, 179, 184
Schiaparelli, G. V.
kanalen, 2-52
schillen
helium-, 3-222
waterstof-, 3-222
Schmidt, B., 1-61
camera, 1-62; 2-77
spiegeltelescopen, 4-61
telescoop, 3-57
Schmidt, M., 4-81
schokfront, 2-35, 51
schokgolven, 2-115, 119, 132
Schorpioen, 4-162
Schwarzschild, K., 3-105, 131, 134
Schwarzschild, M., 1-165; 3-139, 156, 158, 162, 188, 215
schijf
axiaalsymmetrische, 4-55
galactische, 4-55
melkwegstelsel, 4-49
open sterhopen, 4-28
ster-, 3-60
waterstof, *zie* waterstofschijf
-populatie, 3-184, 190, 219
schijnbare diameter
sterren, 3-61, 226, 227
schijnbare lichtsterkte, 3-12, 13
schijnbare magnitude, 3-12, 14, 56, 60, 87, 226; 4-69
sterhopen, 3-204
witte dwergen, 3-192
zon, 3-14
schijngestalten (fasen) van de maan, 2-37
scintillatie (flonkeren), 1-15, 68, 69, 164

-tellers, 1-171, 173
scintillatoren
kristal-, 1-173
Sco X-1, 4-26, 162, 163, 164
Scorpii
α-, 3-63
ξ-, 3-118
μ^1-, 3-60, 92
Scorpio-Centaurus
-associatie, 3-60, 63
-groep, 4-23
Scott, E. L., 4-186
Sculptor-stelsel, 4-66
Seaton, M. J., 3-85; 4-100
sectoren, 2-137
sectorstructuur, 2-139
seculaire storingen, 2-20
seculaire versnelling, 2-37
secundaire kraters, 2-41
seeing, 1-68, 69
Seeliger, H. von, 4-39
selectie-effect, 4-62
selectieve absorptie, 4-24, 38, 43
selenografie, 2-41
Seyfert, G.
stelsels, 4-63, 72
sfeer (hemelbol), 1-11, 19
sferisch heelal, 4-228
V 356 Sgr, 3-92
Shane, C. D., 4-186
Shapley, H., 3-98; 4-15, 31, 57, 185
Sichote-Alin, 2-83
siderische maand, 1-38
siderostaten, 1-71
signaal/ruis-verhouding, 1-118
silicium (Si), 3-77
Sirius
-A, 3-12, 14, 63, 109, 110, 112
-B, 3-16, 46, 192, 193, 194
Sitter, W. de, 4-226
heelal, 4-228, 237
Sjeat, 3-63
slingeruurwerken, 1-75
Slipher, C., 2-22, 25; 4-118
slow rate of capture (s-proces), 3-197, 200
sluier (subtropische storing)
Jupiter, 2-58
slurven, 4-88
Smithsonian Astrophysical Observatory, 1-166, 167
snelheid
cirkel-, *zie* cirkelsnelheid
explosie-, 4-73
geluid, 2-118
ontsnappings-, *zie* ontsnappingssnelheid
parabolische, 2-78
planeten, 2-15
radiële, *zie* radiële snelheden
rotatie-, *zie* rotatiesnelheid
ruimtelijke, 4-18
tangentiële, 4-18
transversale, 4-34
turbulente, 2-106, 115
snelheidsdispersie, 4-72
snelheidsverdeling, 4-31, 52, 53
snelheidswolken
hoge, 4-56
soortelijke warmte, 3-126
soortelijk gewicht
maan, 2-37
planeten, 2-46
spectra
eclips-, 2-105
K-, *zie* K-spectra
WC-, 3-76
WN-, 3-76
spectraaltype
geïntegreerd, 4-60
spectrale analyse, 3-227
spectrale anomalieën, 3-78
spectrale index, 4-45, 78
spectrale klasse
B, 4-41
O, 4-41
spectrale lijnen, 2-98; 3-97; 4-83
interstellaire, 4-38
spectrale reeks, 3-34
spectrale typen, 3-34, 46, 49, 226

spectrograaf, **1**-99, 165; **3**-15
dubbele, **1**-179
echelle-, **1**-178
rooster-, **1**-178
spleet-, **3**-36
spleetloze, **1**-102
zonne-, **1**-91
spectrohelioscoop, **1**-87
spectroscopische dubbelsterren, **3**-17, 100, 106, 115
helling, **3**-115, 116
massa, **3**-116
massafunctie, **3**-116
radiële snelheid, **3**-115
spectroscopische parallaxen, **3**-56, 80, 111; **4**-23 e.v.
spectroscopische term, **3**-30
spectrum, **2**-24
absorptie-, **2**-24
continu, *zie* continu spectrum
emissie-, **3**-82
energie-, *zie* energiespectrum
flits-, **1**-91
grove analyse, **3**-71, 73
infrarood, **2**-99
inregen-, **4**-94
lijn-, **3**-27
machts-, **4**-78
niet-thermische radiobronnen, **4**-78
planetaire nevels, **3**-82; **4**-102
radio-, **1**-114
recombinatie-, **3**-82; **4**-94
S-, **3**-77
ster-, **3**-18, 79, 227
verfijnde analyse, **3**-73
spectrumtype, **4**-24, 40
spectrumveranderlijken, **3**-208
Spica, **3**-46
spicules, **2**-98, 115
spiegelantenne
parabolische, **1**-128
spiegeltelescopen
Schmidt-, **4**-61
Spinrad, H., **3**-37
spiraal
Archimedische, **2**-137
spiraalarmen, **3**-184; **4**-15, 38, 42, 59, 65, 131
lokale, **4**-43, 47
sterhopen, **4**-28
spiraalnevels, **4**-57, 58, 62, 69, 75, 87
balk-, **4**-72
spiraalstructuur, **4**-26, 43, 53, 54, 55 e.v., 59, 65
neutraal waterstofgas, **4**-17
spiralen
afwindende, **4**-56
balk-, **4**-59, 64
late, **4**-59, 61
opwindende, **4**-56
vroege, **4**-59, 61
spleetspectrograaf, **3**-36
Spoetnik-1, **1**-161
spontane emissie, **3**-185
sporadische meteoren, **2**-79
s-proces (slow rate of capture), **3**-197, 200
S-spectrum, **3**-77
S-sterren, **3**-77, 78
technetiumlijnen, **3**-196
staart, **2**-67
geomagnetische, **2**-36
kometen, **2**-69
plasma-, **2**-72
-sterren, *zie* kometen
stof-, **2**-72
-vormen, **2**-72
stabiliteit, **2**-21; **3**-225
atoomkernen, **3**-145
evenwicht, **3**-179
lokale groep, **4**-71
mechanische, *zie* mechanische stabiliteit
mechanisch evenwicht, **3**-142
sterren, **3**-105, 126, 139
thermische, **3**-168
thermisch evenwicht, **3**-142
stabiliteitsconditie
sterren, **3**-129

stabiliteitsmechanismen, 3-221, 228
stabiliteitsproblemen, 3-225
standaardlamp, 1-101
Stark-effect, 3-41, 42, 58, 70
statistische beschouwingen, 4-52
statistische methode, 4-39
statistische parallaxen, 4-22 e.v., 45
statistische sterrenkunde, 4-13
  fundamentele vergelijking, 4-39
statistisch evenwicht, 4-53
statistisch heelal, 4-197
steady state, 4-241
Stebbins, J., 3-211
Steenbok, 1-35
Stefan-Boltzman
  constante, 3-21
  wet, 2-26
stellaire objecten
  blauwe, 4-82
  quasi-, *zie* quasistellaire objecten
stelsels
  Andromeda-, *zie* Andromedastelsel
  compacte, 4-62, 63
  dubbele, 4-68, 71
  dwerg-, *zie* dwergstelsels
  elliptische, *zie* elliptische stelsels
  extragalactische, *zie* extragalactische stelsels
  Fornax-, 4-66
  inertiaal-, 4-215, 222, 239
  Kapteyn-, 4-14 e.v., 40
  meervoudige, 4-68, 71
  melkweg-, *zie* melkwegstelsel
  onregelmatige, 4-62
  planeten-, *zie* planetenstelsel
  radio-, *zie* radiostelsels
  ringen van Saturnus, 2-61
  Sculptor-, 4-66
  Seyfert-, 4-63, 72
  sterren-, *zie* sterrenstelsels
  super-, *zie* superstelsel
  Wolf-Lundmark-, 4-66
  zonne-, *zie* zonnestelsel
sterbedekkingen, 3-60
  Jupiter, 2-59
sterbevolking, 3-121; 4-101
  evolutie, 3-228
stercatalogus, 3-12
sterdichtheid, 4-39
sterfotometers, 1-95
sterhopen, 1-12; 3-106, 201, 206; 4-27 e.v., 52
  bolvormige, *zie* bolvormige sterhopen
  galactische, *zie* galactische sterhopen
  jonge, *zie* jonge sterhopen
  leeftijd, 3-204, 206; 4-30
  open, *zie* open sterhopen
  schijnbare magnituden, 3-204
  spiraalarmen, 4-28
sterke radiobronnen, 4-76
stermagnetometers, 1-109
stermaterie, 3-75, 76, 121, 135, 136, 172
  evenwicht, 3-138
stermodel, 3-124, 127, 169, 212
sterre-etmaal, 1-31
sterren, 1-12; 3-82, 179
  absolute lichtsterkte, resp. magnitude, 3-201
  afmetingen, 3-162, 181
  afstand, 3-12, 13, 14, 21, 46; 4-17
  atoomgewicht, 3-201
  baan, 4-53
  centrale, *zie* centrale sterren
  chemische samenstelling, 3-159, 195, 201, 227
  corona, 3-33, 34
  dode, 3-178, 182, 192
  druk, 3-122, 124
  dubbel-, *zie* dubbelsterren
  dwerg-, *zie* dwergsterren
  eclips-, *zie* eclipssterren
  eerste, 3-165
  effectieve temperatuur, 3-201
  eigenbeweging, 3-51, 56
  energietransport in lichaam, 3-105
  eruptieve, 3-208

explosieve, **3**-143
flits-, **3**-209
geassocieerd met geboortenevel, **3**-208, 209
geboorte, **3**-80, 228
gemiddelde dichtheid, **3**-181
heliumgehalte, **3**-201
hete, **4**-38, 54
instabiliteit, **3**-139
inwendige, **3**-104, 105, 117, 118, 122, 215
jonge, **3**-164, 167; **4**-41, 42, 51, 54, 75
kern, **3**-159, 162, 169, 228
kleur, **3**-34, 226
kleurtemperaturen, **3**-21, 59, 85
koolstof-, **3**-76, 77, 195
koude, *zie* koude sterren
late type, **4**-45
leeftijd, **3**-201
lichtsterkte, **3**-46, 49, 56, 117, 119, 136, 159
magnetische, **3**-78; **4**-180
mantel, **3**-228
massa, **3**-105, 117, 119, 159, 180, 181, 201, 227
massafunctie, **3**-205
mechanische stabiliteit, **3**-127, 129, 140, 142
mechanisch evenwicht, **3**-105, 121, 122, 127, 133, 140, 142, 212
meervoudige, **4**-27
metaalgehalte, **3**-183, 184, 190, 195, 201
met hoge snelheid, **4**-50
middellijn, **1**-110
neutronen, **3**-194
nieuwe, *zie* novae
ontwikkeling, **3**-75
oppervlaktehelderheid, **3**-23, 59, 89
oude, **4**-54
ouderdomsbepaling, **3**-228
proto-, **3**-166
pulserende, **3**-105, 143, 208, 209 212
radius, **3**-92, 180, 201
reuzen-, *zie* reuzensterren
rode, **4**-65
röntgenstraling, **4**-160
ruimtelijke verspreiding, **4**-39, 40
schijnbare diameter, **3**-61, 226, 227
stabiliteit, **3**-105, 126, 139
stabiliteitsconditie, **3**-129
straal, **3**-21, 46, 49, 56, 85, 105, 159
strong-line-, **4**-44, 51
structuur, **3**-228
temperaturen, **3**-15, 19, 20, 21, 34, 49, 58, 226
temperatuurverval binnen het lichaam, **3**-119
thermische energie, **3**-28, 140
totale hoeveelheid energie, **3**-14
type I, **4**-40
type II, **4**-40
uitstoting van materie, **3**-228
vallende, *zie* meteoren
variabele, **3**-143
veranderlijke, *zie* veranderlijke sterren
vereffeningsstromen, **3**-172
vlam-, **1**-119; **3**-209
waterstof-, **3**-195
waterstofarme, **3**-193
weak-line-, **4**-44, 51
weglopers (run-away stars), **4**-28
sterrenatlassen, **1**-53
sterrenbeelden, **1**-17
Sterrengids, **1**-53
sterrengloben, **1**-54
sterrengroepen, **1**-16
sterrenkaarten
draaibare, **1**-53
sterrenkunde
statistische, *zie* statistische sterrenkunde
sterrekundige jaarboeken, **1**-51, 53, 57
sterrekundige laboratoria, **1**-57
Sterrenkundig Instituut
Groningen, **1**-57

Nijmegen, **1**-57
sterrenreeksen, **1**-16
sterrenregen (regen van vallende sterren), **2**-79
sterrenstelsels, **3**-86, 121, 166; **4**-57, 183
afplatting, **4**-75
afstand, **4**-69
beweging, **4**-73
clusters, **4**-62, 183
compacte, **4**-82
dynamica, **4**-71
evolutie, **4**-74 e.v.
extragalactische, **4**-37, 57
interacties, **4**-72
kernen, **4**-48
rotatie, **4**-71
rotatiekromme, **4**-71
totale massa, **4**-70
verspreiding van het gas, **4**-76
sterrenwachten, **1**-56
Arecibo-observatorium, **1**-158
Brussel, **1**-56
Culgoora, **1**-150, 155
Dwingeloo, **1**-116, 128, 156; **4**-132, 135
Fort Davis, **1**-155
Greenbank, **1**-116, 128; **4**-144, 145
Greenwich, **1**-56
Jodrell Bank, **1**-128
Kitt Peak, **1**-56, 91
Leiden, **1**-56
Lick-Sterrewacht, **1**-85; **4**-69
Mt. Palomar, **1**-56, 59; **4**-60
Mt. Wilson, **1**-56, 110; **4**-60
Mullard radiosterrenwacht, **1**-149
National Geographic Society-Palomar Observatory Sky Survey, **4**-68
Owen's Valley, **4**-144
Princeton, **1**-166
Roden, **1**-57
Smithsonian Astrophysical Observatory, **1**-166, 167
Utrecht, **1**-56
Westerbork, **1**-150; **4**-71, 76
Wisconsin, **1**-166, 167
Yerkes-sterrenwacht, **1**-59
sterretijd, **1**-31
plaatselijke, **1**-31
sterschijf, **3**-60
sterspectrum, **3**-18, 79, 227
stertellingen, **4**-14, 39
stervorming, **3**-166
Stier, **4**-162
stikstofkern, **3**-146
stof, **4**-43
interstellair, **4**-42, 47
stofcorona, **2**-116
stofdeeltjes, **2**-116; **4**-43
interstellaire, **4**-119
stofstaart, **2**-72
Stoney, J. G., **2**-30
storingen, **2**-20
geomagnetische, **2**-139
ionosferische, **2**-139
seculaire, **2**-20
stormen
geomagnetische, **2**-139
magnetische, **1**-192
ruis-, **2**-133
Störmer, F. C. M., **4**-168
stormstoten, **1**-119
stoten
kosmische stralings-, **2**-129, 139
storm-, **1**-119
stralings-, *zie* stralingsstoten
Type-I-, **2**-133
Type-II-, **2**-132
Type-III-, **2**-131
straal, **3**-21
eclipssterren, **3**-89
gamma-, **1**-13
sterren, **3**-21, 46, 49, 56, 85, 105, 159
Strömgren, **4**-90, 91
voer-, **2**-12, 19
zon, **3**-85, 119
straalbreking, **1**-14
straalkromming (refractie), **1**-69; **2**-30

stralenkraters, **2**-41, 44
straling, **2**-109
21 cm-, **4**-17, 75
achtergrond-, *zie* achtergrond-straling
Compton-, **4**-82
elektromagnetische, **1**-164, 170; **3**-18, 25, 134
energietransport, **3**-131, 160
fluorescentie-, **4**-96
gamma-, **3**-18; **4**-154, 155
infrarode, **1**-13; **3**-15
kosmische, *zie* kosmische straling
Lyman-continuüm, **3**-161
monochromatische, **3**-67
Planckse, **3**-18, 20, 43
radio-, *zie* radiostraling
rem-, **2**-133
röntgen-, *zie* röntgenstraling
synchrotron-, **2**-60, 133; **4**-47, 73, 77, 79, 80, 82, 88, 136, 142, 143
thermische, *zie* thermische straling
zon, **3**-155
zwart (black body radiation), **3**-18
stralingsdeeltjes
kosmische, *zie* kosmische stralingsdeeltjes
stralingsdetectoren, **1**-170
stralingsdruk, **2**-70, 71; **3**-48, 124, 129, 132, 134, 138, 139, 165, 170
stralingselektronen
kosmische, **4**-47
stralingsenergie
kosmische, **4**-54
stralingsevenwicht, **2**-109, 110; **3**-105, 131, 133, 162, 225
stralingsgas
kosmisch, *zie* kosmisch stralingsgas
stralingsgordels, **2**-35
stralingsleeftijd, **2**-90
stralingsontvanger, **1**-57
stralingsquantum, **3**-26; **4**-157
stralingsstoten, **2**-132
kosmische, **2**-129, 139
stralingsstroom, **3**-48, 119, 132, 183
stralingstemperaturen, **2**-101; **3**-21, 49, 59, 63
stralingsveld
kosmisch, **4**-237
thermisch, *zie* thermisch stralingsveld
Stränd, A. A., **3**-108, 109, 110, 116, 118
stratificatie, **3**-85
Stratoscoop
-1, **1**-165, 166
-2, **1**-166
-3, **1**-166
streamers (uitlopers), **2**-117
striae, **2**-113
Strömgren, B., **3**-58
Strömgren, E., **2**-19, 68
straal, **4**-90, 91
strong-line-sterren, **4**-44, 51
strontium (Sr), **3**-77
Struve, O. W., **3**-34, 98
subdwergen, **4**-50
subreuzen, **3**-49, 57, 95, 110, 118, 204; **4**-161
subtropische storingen (sluier)
Jupiter, **2**-58
Sundman, K. F., **2**-19
superclusters, **4**-186
supergranulatie, **2**-111, 115
supermelkweg, **4**-185
supernovae, **1**-119; **3**-143, 194, 219, 222; **4**-69, 108, 138, 152, 180
absolute lichtsterkte, resp. magnitude, **3**-219
Kepler, **4**-110, 138, 164
pre-, **3**-222
Tycho, **4**-111, 138
supernova van type I, **3**-219, 220
lichtkromme, **3**-220
supernova van type II, **3**-219, 222
supernovaresten, **4**-107
Cas A (Omeganevel), **4**-110, 138
Cirrusnevels, **4**-110
Cygnusbocht, **4**-110, 138

Kepler's supernova, **4**-110, 138, 164
Krabnevel (Tau X-1), **4**-108, 109, 110, 138
Omeganevel (Cas A), **4**-110, 138
Tau X-1 (Krabnevel), **4**-108, 109, 110, 138
Tycho's supernova, **4**-111, 138
supernovauitbarstingen, **4**-48, 89
superreuzen, **3**-49, 57, 62, 63, 78, 116; **4**-24, 51, 60
extreme, **3**-57
rode, **3**-100
superstelsel
Virgo-, **4**-186, 187
Surveyors, **1**-163
1-7, **2**-42
Swings, P., **2**-74
symmetrievlak, **4**-53
synchrone detector, **1**-144
synchronisatie, **3**-95
synchrotronstraling, **2**-60, 133; **4**-47, 73, 77, 79, 80, 82, 88, 136, 142, 143
synchrotron-zelf-absorptie, **4**-79
synthese-radiotelescoop, **1**-150
synthese-telescopen, **4**-76
Westerbork, **4**-71, 76

tangentiële snelheid, **4**-18
Tau X-1 (Krabnevel)
radiobron, **4**-138, 162
röntgenbron, **4**-162, 164
supernovarest, **4**-108, 109, 110, 138
α Tauri, **3**-63
Tauriden, **2**-80
T Tauri-sterren, **3**-164, 171, 209
RV Tauri-type, **3**-210
Taylorzuil, **2**-58
technetium, **3**-77, 196, 197
radioactiviteit, **3**-77
technetiumlijnen
S-sterren, **3**-196
tektieten, **2**-83, 84, 90
telbuis
proportionele, **1**-173
telemetriezenders (verrezenders), **1**-194
telescopen, **1**-165
radio-, *zie* radiotelescopen
Schmidt, B., **3**-57
spiegel-, **4**-61
synthese-, **4**-71, 76
zenit-, **1**-79, 86
televisiecamera, **1**-168, 169
Teller, E., **3**-173
temperaturen
aanslag- (excitatie-), **3**-28, 59
antenne-, **1**-135, 136
corona-, **2**-104
effectieve, *zie* effectieve temperatuur
elektronen-, *zie* elektronentemperatuur
equivalente, **1**-134, 135
excitatie- (aanslag-), **3**-28, 59
ionisatie-, **3**-29, 59
kleur-, **3**-21, 59, 85
maanoppervlak, **2**-44
oppervlakte-, *zie* oppervlaktetemperatuur
sterren, **3**-15, 19, 20, 21, 34, 49, 58, 226
stralings-, **2**-101; **3**-21, 49, 59, 67
witte dwergen, **3**-193
temperatuurgradiënt, **3**-121, 173
adiabatische, **2**-109; **3**-160
temperatuurparameters, **3**-59
temperatuurschaal, **3**-59
Λ-term, **4**-193
terminator, **2**-39
teruglopende beweging (retrograde beweging), **1**-45
thermische energie, **3**-28, 140, 166
sterren, **3**-28, 140
zon, **3**-172
thermische processen, **3**-126
thermische radiobronnen
niet-, *zie* niet-thermische radiobronnen
thermische stabiliteit, **3**-168

thermische straling, **4**-49, 76 e.v.
niet-, **4**-17, 49, 76 e.v.
thermisch evenwicht, **3**-18, 142, 187, 212, 228
lokaal, **3**-21, 22, 23, 27, 227; **4**-71
stabiliteit, **3**-142
thermisch stralingsveld
energiedichtheid, **3**-18
thermistor, **1**-64
thermo-element, **3**-14
thermokoppels, **1**-63
thermoluminiscente fosforen, **1**-63
thermonucleaire emissie, **3**-214
thermonucleaire energie, **3**-228
thermonucleaire omzettingen, **3**-228
thermonucleaire processen
in gedegenereerde materie, **3**-221
thermonucleaire reacties, **2**-109
thoriumisotoop, **3**-150
Tiros, **1**-68
titaanmonoxyde (TiO), **3**-36, 77
Titan, **2**-63
Titius-Bode
regel, **2**-14, 54
toestandssom, **3**-28
toestandsveranderingen
adiabatische, **3**-126
Tolman, K., **4**-248, 251
traagheid, **4**-212
trage massa, **4**-212
tralie, **1**-177
-rooster, **1**-177, 179
transmissie
-lijn, **1**-129
-venster, **1**-182
transversale snelheid, **4**-34
Trapezium, **4**-107
trapjesspleet, **1**-101
trapverzwakker, **1**-100
Trifidnevel, **4**-106
trigonometrische parallaxen, **3**-12, 56, 60, 63, 95, 192; **4**-17
trilling
gedempt harmonische, **3**-67
plasma-, **2**-132
triple-alfaproces, **3**-185, 186
Trojanen, **2**-20, 57, 87
tropisch jaar, **1**-36
troposfeer, **3**-130
Trumpler, R. J., **3**-202; **4**-15, 114
Tsjerenkow-detectoren, **1**-188
tunneleffect, **3**-150
turbulente convectie, **2**-110
turbulente energie
kosmisch stralingsgas, **4**-54
turbulente snelheid, **2**-106, 115
turbulentie, **2**-106; **3**-70, 73, 75
tweelichamenprobleem, **2**-16
tweelingssystemen, **3**-97, 98
Twiss, R. Q., **1**-111; **3**-62, 63
interferometer, **3**-227
Tycho, **2**-45
-supernova, **4**-111, 138
tijd
absolute, **4**-192
diffusie-, **2**-122
Middeneuropese, **1**-52
sterre-, *zie* sterretijd
zomer-, *zie* zomertijd
zonne-, *zie* zonnetijd
tijdaanwijzing
Middeneuropese, **1**-52
plaatselijke, **1**-37
wettelijke, **1**-37, 51
tijdconstante, **1**-133, 157
tijd-ruimte-continuüm, **4**-216
tijdsvereffening, **1**-37
type I-sterren, **4**-40
type II-sterren, **4**-40

U-B-diagram, **4**-30
U-B-V-systeem, **1**-105
Uilnevel, **4**-103
uitbarstingen, **2**-130; **4**-72, 75
microgolf-, **2**-131
nova-, **3**-99, 100, 218
supernova-, **4**-48, 89
Type-IV-, **2**-131
Type-V-, **2**-132
uitlopers (streamers), **2**-117

ultraviolet, 2-98
umbra, 2-111, 124
Underhill, A. B., 3-76
uniformity of composition, 3-75
Unsöld, A., 3-76; 4-123
uranium, 3-121, 200, 221
Uranus, 2-63, 67; 3-52
Urey, H. C., 2-88
W Ursae Majoris, 3-92, 97, 98, 116
Utrecht, 1-56
uuras, 1-69
uurhoek, 1-31

Vainu Bappu, M. K., 3-80
valentieband, 1-173, 174
vallende sterren, *zie* meteoren
Van Allen, J. A., 1-192; 2-35
 gordels, 1-192; 2-36, 60; 4-175
Van Maanen 2, 3-46
variabele sterren, 3-143
variatie, 2-37
veelkleuren fotometer, 1-104
veldsterkte (H) variabel, 3-78
ψ Velorum, 3-118
Venera
 -2, 1-163
 -3, 1-163
 -4, 1-163; 2-51
vensters, 1-13
 transmissie-, 1-182
Venus, 1-47, 118, 158, 163; 2-31, 50, 66; 3-11
 kern, 2-66
 mantel, 2-66
veranderlijke sterren, 1-19; 3-64, 207, 228; 4-24
 bedekkings-, *zie* bedekkingsveranderlijken
 delta Cephei, *zie* delta Cephei
 eruptieve, 3-217
 langperiodieke, 4-50
 RR Lyrae-sterren, 4-25, 45, 46, 49, 50, 101
 onregelmatige, 4-64
 spectrum-, 3-208
verboden lijnen, 2-116; 3-33, 165; 4-70, 94, 102
verdelingsfunctie (lichtkracht-wet) absolute lichtsterkte, resp. magnitude, 4-39
verdichtingen, *zie* coronacondensaties
verduisteringen, 1-40
 maan, *zie* maansverduisteringen
 zon, *zie* zonsverduisteringen
vereffeningsstromen, 3-172
vergroting, 1-60
verlatingseffect, 3-224
vermijdingsgordel, 4-112
verre ultraviolet, 3-15, 85
verrezenders (telemetriezenders), 1-194
verrezending
 directe (real time telemetry), 1-195
versterkers
 parametrische, 1-136, 138, 139
verstrooiing, 3-14, 45, 48, 135
 licht-, 2-30
 Rayleigh-, 2-53
 resonantie-, 2-71
verticaalcirkel, 1-77
ver-ultraviolet
 continuüm, 3-85
 stralen, 1-13
Vesta, 2-54, 57
W Virginis, 3-215
Virgo
 -A, 4-80
 -cluster, 4-185, 188
 -groep, 4-69, 80
 -hoop, 4-165
 -superstelsel, 4-186, 187
viriaaltheorema, 4-54, 55, 71, 72
Vissen, 1-25, 35
visuele dubbelsterren, 3-106, 109
 massa, 3-108, 109
 parallaxen, 3-107
visuele magnitude, 3-14, 56, 80
vlamsterren, 1-119; 3-209
vlamtongen, 2-128

vlinderdiagram, **2**-136
voerstraal, **2**-12, 19
Voight, H. H., **3**-70
-profielen, **3**-70
volkssterrenwachten
Mira (Grimbergen-Brussel), **1**-55
Simon Stevin (Oudenbosch), **1**-55
voorval, **4**-216
vroege typen, **3**-34
vrije elektronen, **3**-25, 45, 48, 135, 224
vrije radicalen, **2**-71
vulkanisme, **2**-40
Z Vulpeculae, **3**-92, 109
vuurbollen (boliden), **1**-49; **2**-77

waarnemingen
absolute, **1**-74
differentiële, **1**-74
polarisatie, **4**-80
radar-, **2**-50
radio-, **4**-71
wachters, *zie* satelieten
Walker, M. F., **3**-99
Walraven, Th., **1**-104; **3**-58, 210
walvlakten, **2**-40
warmtedood, **4**-250
warmteindex, **3**-15
waterdamp, **3**-37
Waterman, **1**-25, 35
waterstof, **3**-38, 43, 70, 76, 120, 135, 144, 146, 157, 158, 174, 182, 195, 214, 219
geïoniseerd, *zie* geïoniseerd waterstof
helium uit, **3**-154, 168, 187
neutraal, **4**-123, 125, 126, 130, 131, 136
recombinatielijn, **4**-17
zwaar, **3**-137
waterstofarm, **4**-43, 54
waterstofarme sterren, **3**-193
waterstofatomen, **1**-114
bindingsenergie, **3**-174
waterstofgas, **4**-43
asymmetrische verdeling, **4**-43
interstellair, **1**-24; **4**-51
neutraal, *zie* neutraal waterstofgas
waterstofionen
negatieve, **2**-108
waterstofionisatiezone, **3**-160, 167, 214
zon, **3**-161
waterstoflijnen, **3**-58, 193
waterstofmantel, **3**-182
waterstof/metalen-verhouding, **3**-75
waterstofschillen, **3**-222
waterstofschijf, **4**-43
centrale gedeelte, **4**-43
waterstofsterren, **3**-195
waterstofwolken, **2**-51
op hoge galactische breedte, **4**-56
Watts, C. B., **1**-76
WC-spectra, **3**-76
weak-line-sterren, **4**-44, 51
Wega, **3**-14, 46, 57, 63
weglopers (run-away stars), **4**-28
Weizsäcker, C. F. von, **2**-88; **3**-154; **4**-152
wenteling
aarde, **1**-30
dagelijkse, **1**-22, 28
wentelingsas, **1**-34
wereldether, **4**-200, 217
wereldlijn, **4**-222
wereldruimte, **3**-75
werkzame doorsnede, **3**-132
Wesselink, A. J., **3**-211
Westerbork, **1**-150
synthese-telescoop, **4**-71, 76
westpunt, **1**-22
wetten
behoud-, **3**-120, 146
gravitatie- (wet van Newton), **2**-12, 16
Kepler (harmonische wet), **2**-12, 18; **3**-89
Kirchhoff, **3**-18, 135; **4**-92
Lenz, **2**-122
lichtkracht-, **4**-39

Maxwell, 2-30
Planck, 2-100, 104
Rayleigh-Jeans, 1-136; 4-98
Saha, 2-103, 112; 3-28, 29, 135, 175, 185, 187, 223; 4-71, 73
Stefan-Boltzmann, 2-26
Whipple,
kometenmodel, 2-70
whistlers (fluittoontjes), 2-33
Wickramasinghe, N. C., 4-120
Widmannstätten, W. von
figuren, 2-84
Wild, J. P., 1-150, 155
Wildt, R., 2-59; 3-45, 75
Wilson, O. C., 3-80; 4-237
Wilson-Vainnu Bappu-effect, 3-80
Wisconsin, 1-166, 167
witte dwergen, 3-52, 54, 85, 110, 118, 190, 191, 192; 4-24
absolute lichtsterkte, resp. magnitude, 3-192, 193
afmetingen, 3-192, 193
kleur, 3-17
lichtsterkte, 3-191
massa, 3-193
oppervlaktetemperatuur, 3-191, 193
pulserende, 3-224
schijnbare magnitude, 3-192
spectrumclassificatie, 3-192, 193
temperatuur, 3-193
zwaartekrachtversnelling aan de oppervlakte, 3-193
WN-spectra, 3-76
Wolf
-359, 3-46, 49
-489, 3-46
-1346, 3-46
Wolf-Lundmark-stelsel, 4-66
Wolf-Rayet-sterren, 3-28, 82, 103; 4-105
wolken, 2-50, 51
absorberende, 4-83
bol- (globulen), 4-113, 115
donkere, 4-43, 113
elektronen-, 3-174, 178
Kordylewski, 2-20, 86
Magellaanse, *zie* Magellaanse Wolken
plasma-, 2-139
snelheids-, *zie* snelheidswolken
waterstof-, *zie* waterstofwolken
wolkengebieden, 2-53
wolkstructuur
neutraal waterstofgas, 4-17
Wright, W. H., 2-25
Wurm, K., 3-85
Würzburg-spiegel, 1-128

Yagi-antenne, 1-125
Yerkes-sterrenwacht, 1-59
ijking, 3-21, 59, 227
ijsdeeltjes, 4-43
yttriummonoxyde (YO), 3-77
ijzer, 3-221
-groep, 3-186, 187, 195, 224

Zanstra, H., 3-85
zeeman-effect, 2-119; 3-27, 78; 4-47
longitudinaal, 2-120; 3-78
transversaal, 2-120
zeeman-splitsing, 1-109; 3-78
Zeipel, H. von, 3-91, 172
zeldzame aarden, 3-77, 78, 196
zenit, 1-30
-buis, 1-82, 86
-telescoop, 1-79, 86
Ževakin, S. A., 3-214
zichtbaarheid, 1-142
zichtbaar licht, 1-13
zirconiummonoxyde (ZrO), 3-77
zodiakaal
licht, 2-85, 116
schijnsel, 1-12
zomertijd, 1-51
Middeneuropese, 1-52
zomertijdaanwijzing
Westeuropese, 1-52
zon, 1-12, 35, 87, 94, 114, 119, 158;

3-11, 12, 16, 22, 25, 36, 43, 45, 59, 85, 118, 139, 140, 150, 157, 159, 160
afstand, 3-59
afstand van het centrum van het melkwegstelsel, 4-35
beweging, 4-18, 34
chromosfeer, 3-79
cirkelsnelheid bij, 4-35
corona, 3-33
diameter, 3-64
fotosfeer, 3-22
inwendige, 3-119, 159
kleurindex, 3-14
levensduur, 3-120, 141
lichtsterkte, 3-118
lokaal thermisch evenwicht, 3-22
massa, 3-118
oppervlaktehelderheid van punten op de schijf, 3-23
röntgenstraling, 4-158
rustige, 2-126; 4-158
schijnbare magnitude, 3-14
straal, 3-85, 119
straling, 3-155
thermische energie, 3-172
vereffeningsstroom, 3-172
waterstofionisatiezone, 3-161
Zond-3, 1-168
zoneclips, *zie* zonsverduistering
zoneplaten, 1-185, 186
zonneactiviteit, 4-176
zonneatmosfeer
model, 2-108
zonneconstante, 2-97
zonne-etmaal
middelbare, 1-31
zonnespectrograaf, 1-91
zonnestelsel
fundamentele vlak, 1-23
zonnetijd
middelbare (Amsterdam), 1-51
zonnetijdaanwijzing
middelbare, 1-37
ware, 1-37
zonnevlammen, 1-119; 2-72, 127; 4-160, 176
zonnevlekken, 2-97, 111
cyclus, 2-136
gordels, 2-121
leidende, 2-134
maximum, 2-129, 136
minimum, 2-135
onzichtbare, 2-124
volgende, 2-134
zonnewind, 2-35, 43, 70, 71, 72, 86, 117
zonsbeweging, 4-18, 34
zonsparallax, 2-14
zonsverduistering (zoneclips), 1-40, 70, 91; 2-98
gedeeltelijke, 1-43
totale, 1-42; 2-116
Zuiderkruis, 4-114
zuidpunt, 1-21
zuurstof, 3-30, 36, 37, 144
Zwaan, 4-110, 162
zwaarte, 4-212
zwaartekracht
maan, 2-37
zwaar waterstof, 3-137
zware massa, 4-212
zwarte straling (black body radiation), 3-18
zwart lichaam, 3-18, 85
zwermmeteoren, 2-79
Leoniden, 2-79, 80
Perseïden, 2-79, 80
Zwicky, F., 3-219, 220; 4-62, 63, 69, 82
zijlob, 1-124

Inhoudsopgave van de voorafgaande delen

DEEL 1

I Aanblik van de hemel; coördinatenstelsels

Dr. J. J. Raimond jr. † en Dr. E. Raimond

Het oog scheidt hemel en aarde
De hemel in rust
Coördinatenstelsels
De hemel in beweging
Hemellichten in beweging
Tijdrekening, jaarboekjes, sterrenkaarten, globen en planetaria

II Optische instrumenten en methoden

Dr. G. van Herk

Instituten
Verdeling van het werk
Kijkers
Ontvangers
Opstellingen
Waarnemingsmethoden
Speciale astrometrische instrumenten
Speciale astrofysische instrumenten; de zon

Speciale astrofysische instrumenten; sterren

III Radioastronomische instrumenten en waarnemingsmethoden
Dr. A. D. Fokker jr. en Ir. J. van Nieuwkoop

Inleiding
Antennes
De transmissielijn
De ontvanger
Interferometrie
Speciale technieken

IV Instrumenten en methoden voor het ruimteonderzoek
Dr. W. de Graaf

Inleiding: satellieten en raketten
Elektromagnetische straling
Geladen deeltjes
Magnetische veldsterkte
Informatieoverdracht

DEEL 2

I Het planetenstelsel
Prof. dr. M. G. J. Minnaert

De bewegingen in het planetenstelsel
Methoden voor het astrofysisch onderzoek van planeten
De aarde
De maan
Beschrijving van de planeten afzonderlijk
Rotsblokken, stenen, gruis, stof en gas in de hemelruimte
Ontstaan en vergaan; toekomstdromen

II De zon
Dr. C. Zwaan en Dr. M. Kuperus

Inleiding; de afmetingen en het uiterlijk van de zon
Het zonnespectrum
Verschijnselen in fotosfeer en lage chromosfeer
Chromosfeer en corona
Magnetische velden
Zonne-activiteit
De chemische samenstelling van de zonne-atmosfeer

DEEL 3

I De zichtbare buitenkant van de sterren
Prof. dr. G. B. van Albada

De sterren zijn zonnen
Wat is de temperatuur van een steratmosfeer?
Het spectrum: fysische grondslagen
De spectrale reeks
Reuzen en dwergen
IJking van de temperatuurschaal
Grondslagen voor een kwantitatieve analyse
Het spectrum, schatkamer van de astronoom
Bedekkingsveranderlijken

II Het onzichtbare binnenste
Prof. dr. G. B. van Albada

Sterren op de weegschaal
Waarom de sterren stralen
Mechanisch evenwicht en stabiliteit
'Klassieke' stermodellen
De chemische samenstelling van de stermaterie
De herkomst van de sterstraling
Atoomkernen en kernreacties
De sterren van de hoofdreeks
Ionisatie en convectie

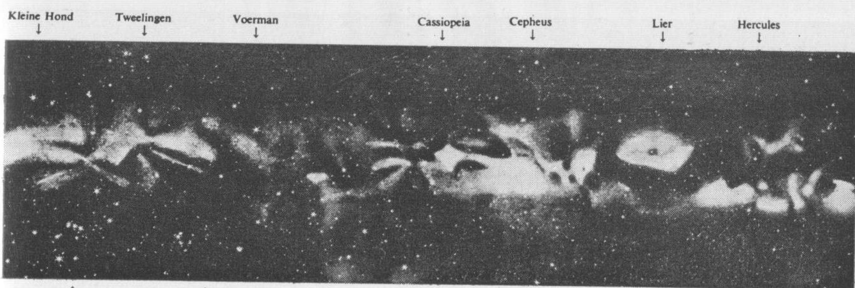
III

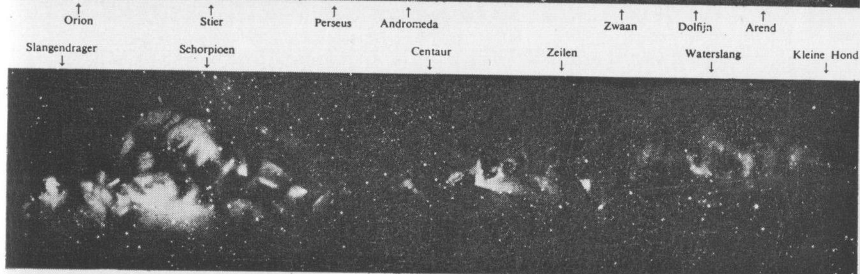
De 'levensloop' van de sterren

Prof. dr. G. B. van Albada

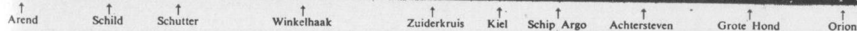
De ontwikkeling van de sterren
Materie van hoge dichtheid
De ontwikkeling van de sterren; late fasen
Chemische evolutie
Hoe oud zijn de sterren?
Veranderlijke sterren
Nabeschouwing

Druk: Nauta Zutphen; clichés: Chemez Haarlem

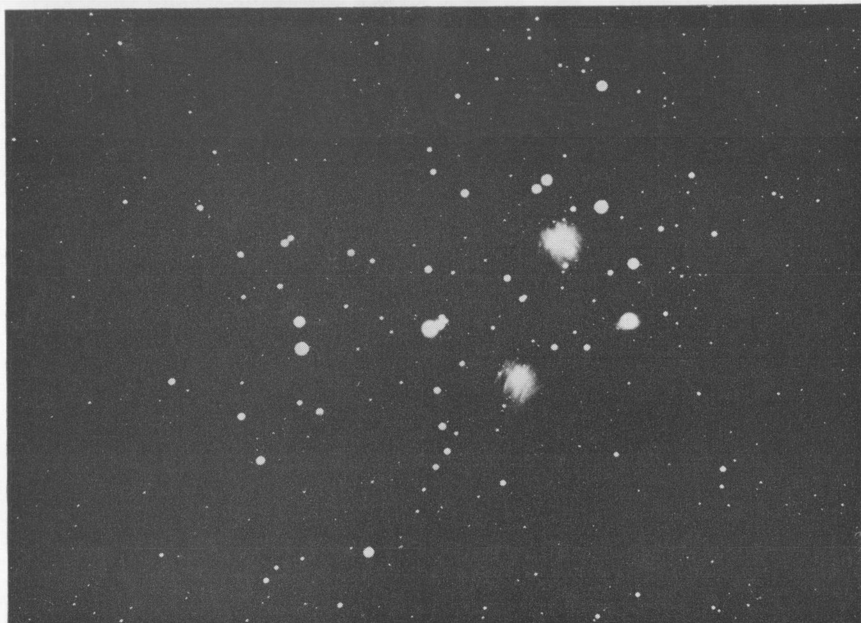

Kleine Hond
Tweelingen
Voerman
Cassiopeia
Cepheus
Lier
Hercules
Orion
Stier
Perseus
Andromeda
Zwaan
Dolfijn
Arend


Slangendrager
Schorpioen
Centaur
Zeilen
Waterslang
Kleine Hond

1


Arend
Schild
Schutter
Winkelhaak
Zuiderkruis
Kiel
Schip Argo
Achtersteven
Grote Hond
Orion

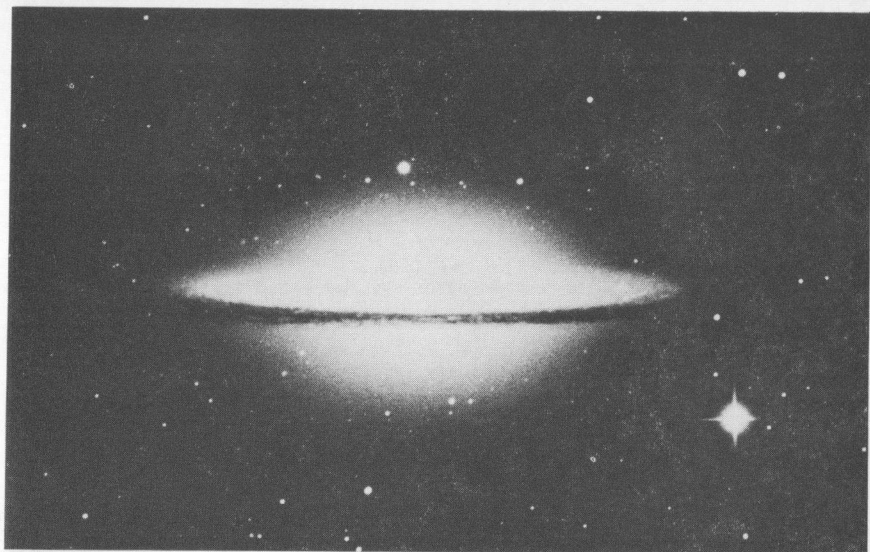
2



3

4



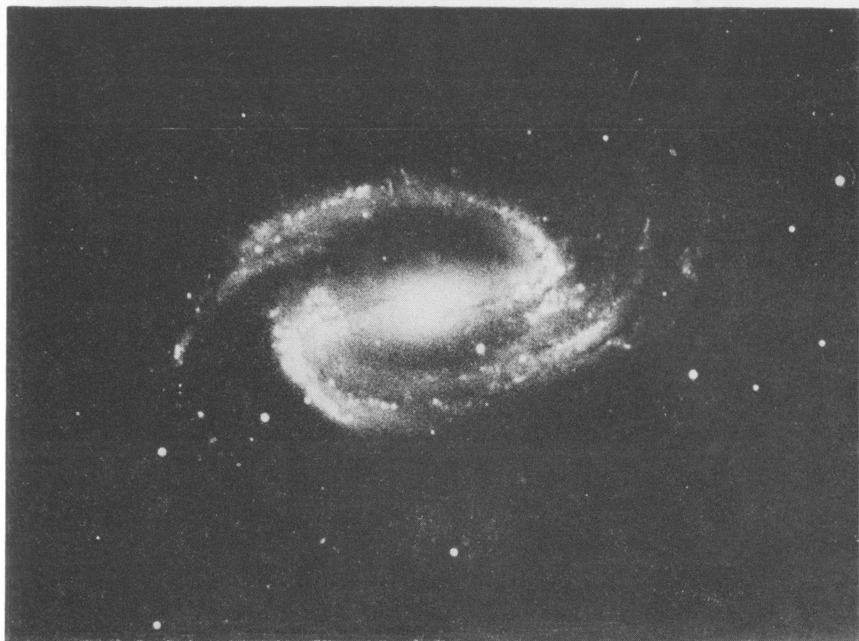


5

6



7



8

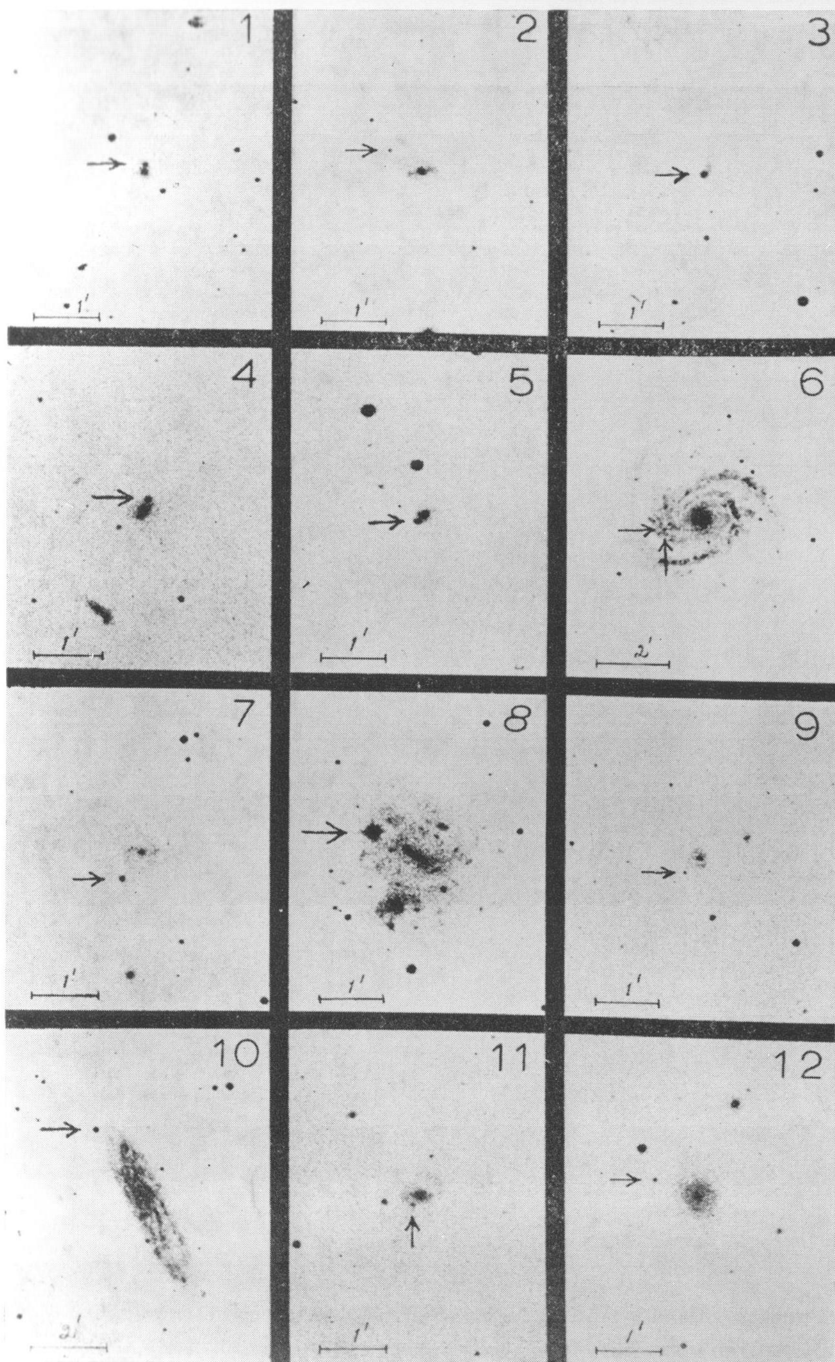
9

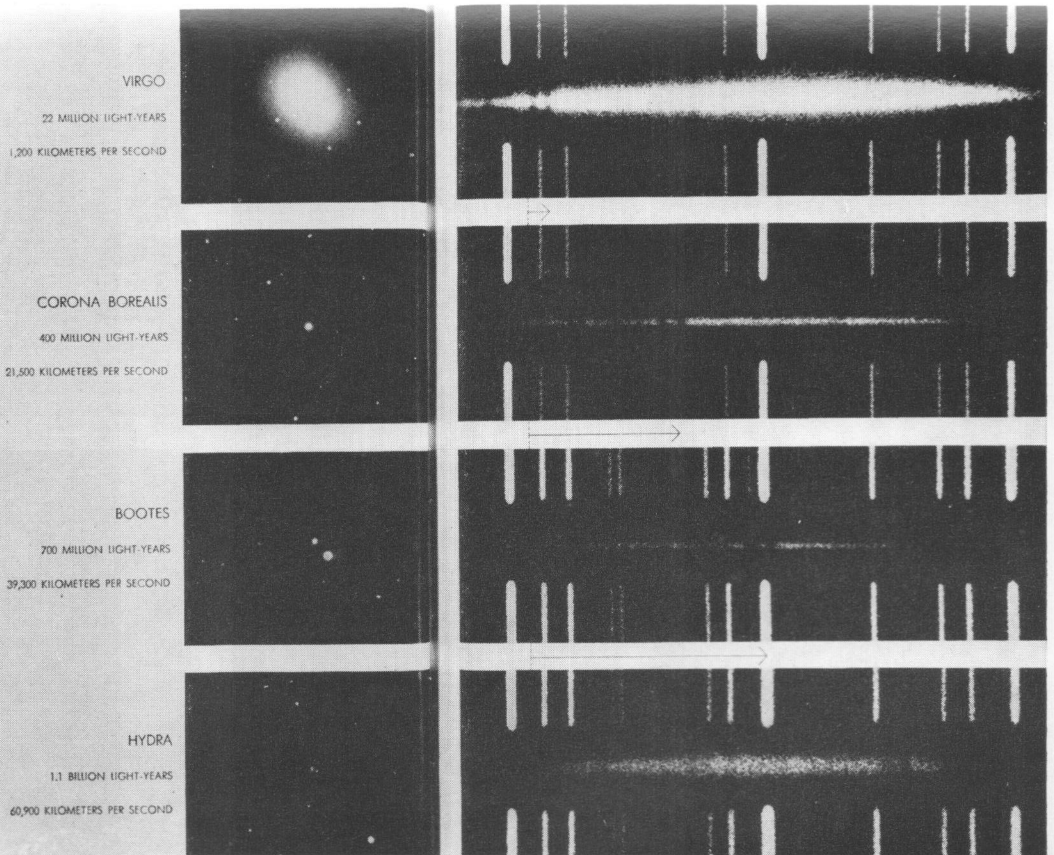


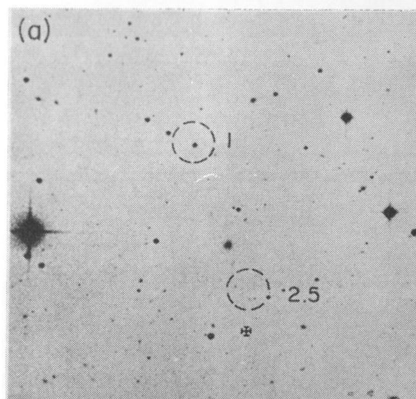
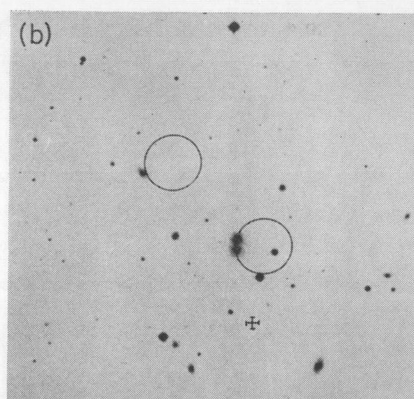
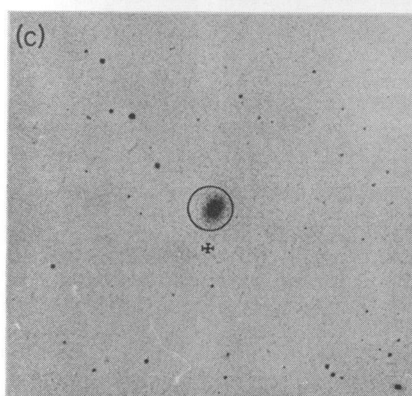
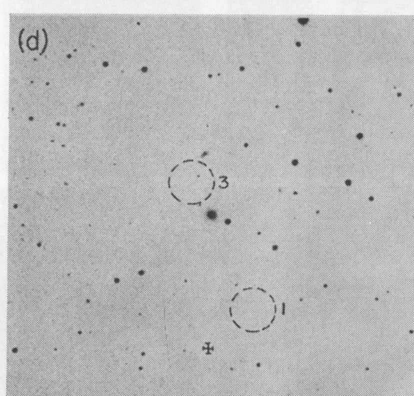
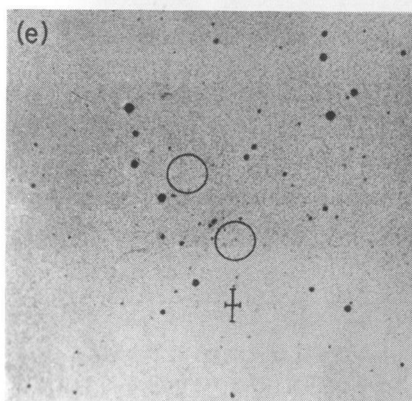
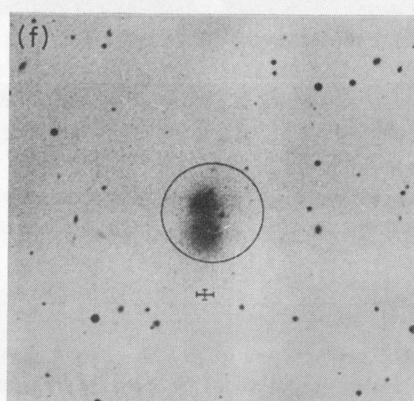


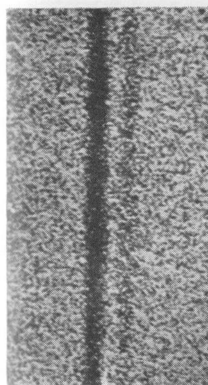
10

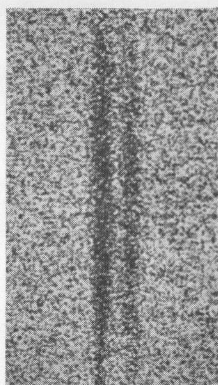


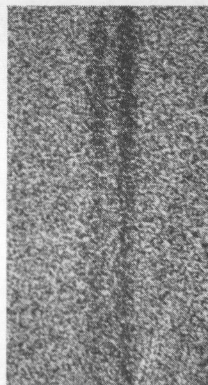

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
1'
2'


VIRGO
22 MILLION LIGHT-YEARS
1,200 KILOMETERS PER SECOND
CORONA BOREALIS
400 MILLION LIGHT-YEARS
21,500 KILOMETERS PER SECOND
BOOTES
700 MILLION LIGHT-YEARS
39,300 KILOMETERS PER SECOND
HYDRA
1.1 BILLION LIGHT-YEARS
60,900 KILOMETERS PER SECOND


(a)
1
2.5

(b)

(c)

(d)
3
1

(e)

(f)



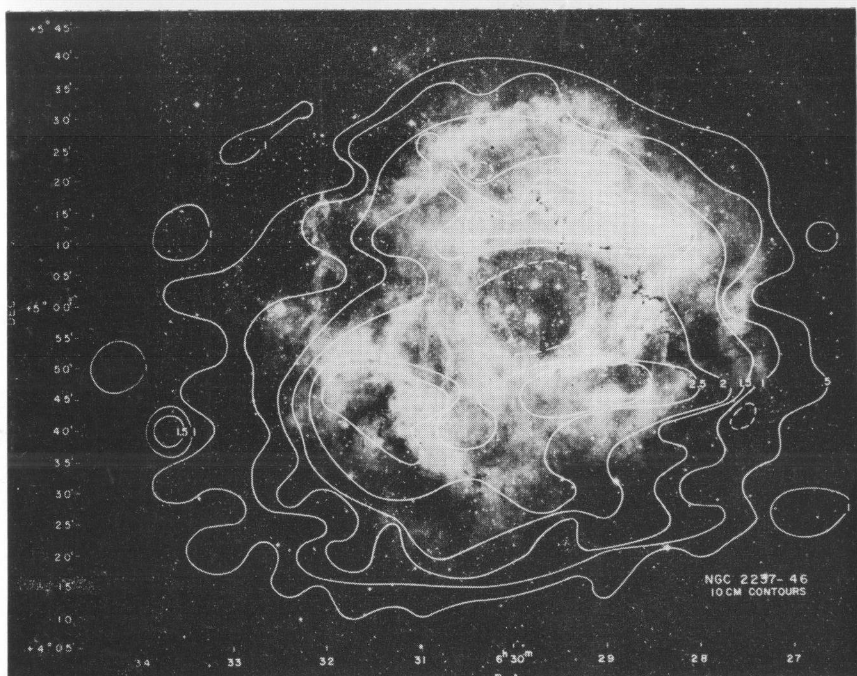




15

IC 418 NGC 40 NGC 3587

16


+5° 45'
40'
35'
30'
25'
20'
15'
10'
05'
DEC
+5° 00'
55'
50'
45'
40'
35'
30'
25'
20'
15'
10'
+4° 05'
34
33
32
31
6h 30m
29
28
27
R.A.
NGC 2237-46
10 CM CONTOURS

17



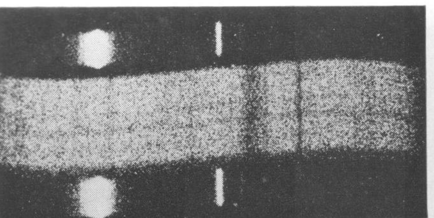
18

19

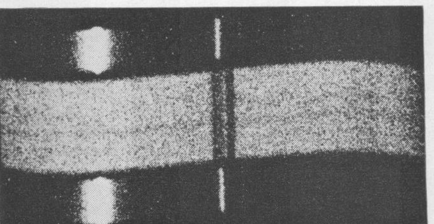
20



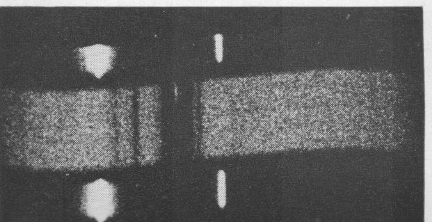
22



ϱ Leo, $m_v = 3.8$



1b Sco, $m_v = 4.8$



P Cyg, $m_v = 4.9$

21



23



